Pənahov Tahir Musa oğlu

Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor. AzMİU-nun fizika kafedrasının müdiridir. 10 iyun 1936-cı ildə anadan olmuşdur. 1960-ci ildə Azərbaycan Pedaqoji İnstitutunun fizika-riyaziyyat fakültəsini bitirmişdir. 20 dərslik, dərs vəsaiti və monoqrafiyası çapdan çıxmışdır. 15 ixtiranın, 250-dən çox elmi işin müəllifidir. 10-dən çox elmlər namizədi və doktoru yetişdirib.

Əhmədov Valik İbrahim oğlu

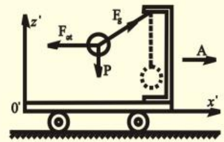
Fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dosent. AzMİU-nun Fizika kafedrasının dosentidir. 12.09.1955-ci ildə Azərbaycan Respublikası Zərdab rayonunun Nəzəralı kəndində anadan olub. 1978-ci ildə indiki Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsini bitirib. 70-ə yaxın elmi əsərin, o cümlədən 3 ixtiranın və 3 dərs vəsaitinin müəllifidir.

ÜMUMİ FİZİKA KURSU

T.M.Pənahov
V.İ.Əhmədov

T.M.Pənahov V.İ.Əhmədov

ÜMUMİ FİZİKA KURSU



FİZİKA - 1

downloaded from KitabYurdu.org

downloaded from KitabYurdu.org

T.M.Pənahov V.İ.Əhmədov

ÜMUMİ FİZİKA KURSU

FİZİKA -1

Qısa mühazirə kursu

Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin
18 aprel 2013-cü il tarixli, 587 saylı
əmri ilə dərs vəsaiti kimi təsdiq olunmuşdur.

Bakı 2013

downloaded from KitabYurdu.org

Rəyçilər: Az.TU-nun Fizika kafedrasının müdiri, Əməkdar elm xadimi, prof.***E.M.Qocayev***

Az.TU-nun Elektronika kafedrasının müdiri, prof. ***H.S. Orucov***

AzMİU-nun Fizika kafedrasının dosenti **S.S. Əliyev**

AzMİU-nun Fizika kafedrasının dosenti ***T.H. Cəbrayılov***

Pənahov T.M., Əhmədov V.İ. Ümumi fizika kursu. Fizika-1.

Dərs vəsaiti. "Mars-Print" Kod 097. Bakı.2013. 304 səh.

Dərs vəsaiti Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyinin, Rusiya Federasiyasının və inkişaf etmiş Avropa ölkələrinin texniki Universitetlərinin yeni nəsl fənn proqramlarından istifadə etməklə, həmçinin fizika elminin son nailiyyətlərini və son illərdə respublikamızın təhsil sistemində uğurla aparılan islahatlar da nəzərə alınmaqla 12.07.2011-ci il tarixli 1306 nömrəli əmri ilə Ali texniki məktəblər üçün təsdiq etdiyi "Ümumi fizika kursu" fənn proqramı əsasında hazırlanmışdır. Dərs vəsaiti Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universitetinin bakalavr pilləsi üçün nəzərdə tutulmuşdur

İSBN 978-9952-8153-4-4

© Pənahov T.M., Əhmədov V.İ., 2013

downloaded from KitabYurdu.org

MÜNDƏRİCAT

downloaded from KitabYurdu.org

downloaded from KitabYurdu.org

Ön söz

Ali məktəbdə fizikanın tədrisinin əsas vəzifələrindən biri təbiətin əsas qanunlarını tələbəyə izah etmək, alınmış biliklərdən istifadə edilməsi vərdişlərini inkişaf etdirmək, həmçinin, əsas xüsusiyyəti yalnız öyrənilən hadisənin ideal modeli ilə işləmək bacarığı deyil, bu modeli real gerçəkliklə əlaqələndirən fiziki düşüncə məntiqini təkmilləşdirməkdir. Fizikanın öyrənilməsi mütəxəssisin elmi dünyagörüşünün formalaşması üçün böyük əhəmiyyət daşıyır. Fizika fənni, riyaziyyat və nəzəri mexanika ilə yanaşı bütün mühəndis və xüsusi kurslar üçün əsas baza fənni hesab edilir.

Fizika sürətlə inkişaf edən elmdir. Əvvəllər yeni nailiyyət hesab olunanlar müəyyən müddətdən sonra ya köhnəlir, ya da ümumi qəbul edilmiş təsəvvürlərə çevrilir. Bu zaman köhnə nailiyyətlər yanlış hesab olunmur, fizikanın inkişafı yalnız onun tətbiq edilmə sərhədlərini müəyyən edir.

Bu vəsait Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universitetinin 1-ci kursunda oxuyan tələbələr üçün nəzərdə tutulmuşdur. Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universitetində ümumi fizika kursu Fizika-1 və Fizika-2 olmaqla iki mərhələdə tədris edilir. Fizika-1 mərhələsində mexanikanın fiziki əsasları, statistik fizika və termodinamika, elektrik və maqnetizm bölmələri, Fizika-2 mərhələsində isə rəqslər və dalğalar fizikası, həndəsi optika, kvant fizikası bölmələri tədris edilir.

Bu materialların həmçinin, veb səhifə formatında hazırlanması və universitetin elektron ünvanında yerləşdirilməsi tələbələrin mühazirəni yazmadan, informasiya texnologiyalarından istifadə etməklə mühazirələrin tam mətnlərini əldə etmələrinə imkan verir. Bu da tədrisin keyfiyyətini yüksəltməklə yanaşı vəsaitdən elektron dərslik

downloaded from KitabYurdu.org

kimi digər tələbə və müəllimlərin də istifadə etməsinə imkan verir.

Üç bölmədən ibarət olan dərs vəsaitinin 1-ci bölməsi kinematikanın elementləri, maddi nöqtə dinamikasının elementləri, mexanikada saxlanma qanunları, nisbilik prinsipi, bərk cisimlər mexanikasının elementləri, relyativist dinamikanın elementləri və səlt mühit mexanikasının elementlərinə həsr edilmişdir.

Ikinci bölmədə dinamik və statik qanunauyğunluqlar, molekulyar-kinetik nəzəriyyənin elementləri, termodinamikanın elementləri haqqında məlumatlar verilmişdir.

Üçüncü bölmə elektrostatika, sabit elektrik cərəyanı, vakuumda statik maqnit sahəsi, maddə daxilində statik elektrik və maqnit sahələri, Maksvell tənlikləri, elektrodinamikada nisbilik prinsipi, kvazistasionar elektromaqnit sahəsi mövzularına həsr edilmişdir.

Dərs vəsaitinin əsasını müəlliflərin uzun illər boyu AzMİU-da oxuduqları mühazirələr təşkil edir. Mühazirələrin şərhi zamanı 1-ci kurs tələbələri üçün əlverişli riyazi aparatdan istifadə edilməsinə cəhd edilmişdir.

Müəlliflər ümid edirlər ki, bu vəsaitdən istifadə etməklə tələbələr müasir fizikanın əsasları, onun nailiyyətləri və problemləri ilə yaxından tanış olacaqlar. Müəlliflər əmindirlər ki, müasir fizikanın əsaslarını öyrənmək tələbələrə gələcəkdə, yuxarı kurslarda bir çox xüsusi texniki fənnləri daha müvəffəqiyyətlə mənimsəməyə imkan verəcəkdir.

Oxuculardan kitab haqqında irad, arzu və təkliflərini bu elektron ünvana göndərmələri xahiş olunur: valik.ahmadov@gmail.com

downloaded from KitabYurdu.org

G i r i ş

1. Fizikanın məqsədi. Gündəlik həyatda və praktiki fəaliyyətdə müxtəlif fiziki obyektlər, hadisələr, vəziyyətlər və onlar arasında əlaqə ilə rastlaşaraq insan öz şüurunda bu obyektlərlərin, hadisələrin, vəziyyətlər və onlar arasında əlaqənin, həmçinin, onlarla əməliyyat aparma qaydalarının surətindən ibarət model yaradır. İnsan şüurunda fiziki gerçəkliyin modeli şüurun özünün yaranması ilə meydana gəlmişdir. Fizikanın bir elm kimi öyrənilməsi zamanı modelin qurulması və onun xarakteri çox mühümdür. Fizikanın məqsədi şüurumuzda fiziki dünyanın elə mənzərəsinin yaratmaqdan ibarətdir ki, dünyanın xassələrini daha tam əks etdirsin və modelin elementləri arasındakı münasibətləri xarici aləmin elementləri arasındakı münasibətlər kimi olmasını təmin etsin.

Fiziki kəmiyyətlər arasındakı kəmiyyət münasibətləri ölçmələr, müşahidə və təcrübi tədqiqatlar nəticəsində müəyyənləşdirilir və riyazi dildə ifadə edilir. Fiziki nəzəriyyənin qurulması üçün başqa dil mövcud deyil.

Istifadə edilən modellər təqribi modellərdir və onların doğruluğu yalnız istifadə edilən abstraksiyanın tətbiq edilməsi çərçivəsində təmin oluna bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, eyni bir fiziki obyekt müxtəlif şəraitlərdə müxtəlif modellərlə verilə bilər.

2. Fizikanın metodları. Elmi tədqiqatlar dünyanın fiziki modelini daim genişləndirir və dərinləşdirir. Buna yalnız eksperiment və müşahidələr nəticəsində nail olmaq olar. Odur ki, fizika təcrübi elmdir. Onun modelləri müşahidə və eksperimentlərdə aşkar edilən xassələri adekvat əks etdirməlidir. Digər tərəfdən modellərin tətbiq edilmə sərhəddi eksperimentlə təyin edilir.

downloaded from KitabYurdu.org

Beləliklə, fizikanın eksperimental metodu aşağıdakından ibarətdir: eksperiment və müşahidə əsasında model yaradılır, bu model çərçivəsində hadisələr haqqında qabaqcadan məlumatlar verilir. Sonra bu məlumatlar da öz növbəsində eksperiment və müşahidələrlə yoxlanılır. Nəticədə bu model dəqiqləşdirilir və yeni hadisələr haqqında qabaqcadan yeni məlumatlar verilir və s.

Fizikada ən mühüm tərəqqi iki halda baş verir: birincisi modelin qabaqcadan söyləmələri təcrübə ilə təsdiq edilmir; ikincisi ümumiyyətlə modeli olmayan yeni fiziki hadisələr dairəsi aşkar edilir. Birinci halda model təkmillləşdirilir, bəzən yenisi ilə əvəz edilir. Əgər əvəzetmə əsas təsəvvürlərin yenidən baxılması ilə əlaqədardırsa deyirlər ki, fizikada inqilab baş vermişdir. İkinci halda isə fizikanın yeni bölməsi yaradılır.

3. Fiziki kəmiyyətlər və onların ölçülməsi. Dərk edilmədə ilk addım fiziki reallığın obyektləri arasındakı müxtəlifliyin müəyyən edilməsindən ibarətdir. Söhbət müxtəlif predmetlərin, hadisələrin, proseslərin və s. eyni xassələrinin müqayisə edilməsindən gedir. Məsələn, maddi cisimlərin ən ümumi xassəsi onların ölçüsü, proseslərin ən ümumi xassəsi onların sürəkliliyidir. Bu üsulla xarakterizə olunan xassə fiziki kəmiyyət, fiziki kəmiyyəti xarakterizə edən ədədin tapılması üsulu ölçmə adlanır. Hər hansı kəmiyyəti ölçmək onu vahid qəbul edilmiş, bu növ kəmiyyətlə müqayisə etmək deməkdir. Biz qısaca olaraq BS kimi işarə edilən beynəlxalq vahidlər sistemindən istifadə edəcəyik. BS-də yeddi əsas və iki əlavə vahiddən istifadə edilir.

Əsas ölçü vahidləri

1. uzunluq – metr (m)
2. kütlə - kiloqram (kq)
3. zaman- saniyə (san)
4. elektrik cərəyanının şiddəti- amper (A)
5. termodinamik temperatur- kelvin (K); $T=273,15+t^0C$
6. maddə miqdarı –mol (mol)

downloaded from KitabYurdu.org

7. işıq şiddəti –kandela (kd)

Əlavə ölçü vahidləri

1. müstəvi bucaq- radian (rad)

2. cisim bucağı – steradian (sr)

Törəmə vahidlər, məsələn N, C, Vt, V, Om və s. əsas və əlavə ölçü vahidlərindən əmələ gəlir.

4. Dünyanın fiziki mənzərəsi. Müasir fizika həddindən artıq şaxələnmiş elm sahəsidir. Bu və ya digər kriteriyalar əsasında o bir sıra fənn və ya bölmələrə bölünür. Məsələn, tədqiqat obyektinə görə fizikanı elementar zərrəciklər fizikası, atom nüvəsi, atom fizikası, molekulyar fizika, bərk cisimlər, maye və qazlar fizikası, plazma fizikası, kosmik cisimlər fizikasına bölürlər. Digər tərəfdən fizikanın bölmələrə ayrılmasını öyrənilən proseslərə və ya materiyanın hərəkət formalarına görə aparmaq olar: mexaniki hərəkət, istilik hərəkəti, elektromaqnit prosesləri, qravitasiya hadisəsi, güclü və zəif qarşılıqlı təsirlə əlaqədar proseslər. Əksər proseslərə müxtəlif makro- və mikroskopik səviyyələrdə baxılır. Fizikanın hər iki üsulla bölünməsi arasında əlaqə mövcuddur. Belə ki, tədqiqat obyektinin seçilməsi öyrənilən proseslərin və istifadə edilən qanunauyğunluqların xarakterini müəyyən edir. Öyrənilən proseslərə görə hissələrə ayırma açıq aydın göstərir ki, müasir fizika az sayda fundemental qanunlar və ya fundemental fiziki nəzərəiyyələrə malikdir. Bu nəzəriyyələrdə təbiətdəki obyektiv proseslər tam və ümumi formada əks olunur. Fundemental fiziki nəzəriyyələr təbiətin qanunauyğunluqları haqqında bizə elə ümumiləşmiş elm verir ki, bu nəzərəiyyənin ayrı ayrı aspektləri fəlsəfi xarakter alır.

5. Dünyanın mexaniki mənzərəsi. Mexanika ilk fundemental fiziki nəzəriyyə hesab olunur. Maddi nöqtə, mütləq bərk cisim, kütlə, çəki klassik mexanikanın əsas anlayışlarıdır. Bu anlayışlar impuls, qüvvə, enerji, koordinat kimi fiziki kəmiyyətlərlə ifadə edilir.

downloaded from KitabYurdu.org

Mexanikanın əsas anlayışı hərəkətdir. Düzxətli və bərabərsürətli hərəkət etmək cismin daxili təbii xassəsidir. Bu hərəkətdən kənaraçıxma cismə kənar qüvvələrin təsiri ilə əlaqədardır. Kütlə ətalət ölçüsüdür. Cazibə cisimlərin universal xassəsidir.

Dünyanın mexaniki mənzərəsi N.Kopernikin heliosentrik sistemi, Q.Qalileyin eksperimental təbiətşunaslığı, İ.Keplerin səma mexanikası və İ.Nyuton mexanikası qanunları əsasında formalaşır.

Dünyanın mexaniki mənzərəsinin xarakterik xüsusiyyətləri:

1. Dünyanın mexaniki mənzərəsi çərçivəsində dünya reallığın diskret (korpuskulyar) modelindən ibarətdir. Materiya, atom və korpuskullardan ibarət maddi substansiyadır. Atomlar bölünməzdirlər, möhkəmdirlər, kütlə və çəkiləri ilə xarakterizə edilirlər.

2. Fəza üçölçülüdür, sabitdir, materiyadan asılı deyil; zaman nə fəzadan, nə də materiyadan asılı deyil; fəza və zaman cismin hərəkəti ilə əlaqəli deyil, onlar mütləq xarakter daşıyır.

3. Hərəkət sadə mexaniki yerdəyişmədir. Hərəkət qanunları kainatın fundemental qanunlarıdır.

4. Bütün mexaniki proseslər mexanika qanunları ilə müəyyən edilir və determinizm prinsipinə tabedir. Dünyanın bu mənzərəsində təsadüfilik istisnadır. Bu cür determinizm öz ifadəsini dinamik qanunlar şəklində tapmışdır.

5. XVIII-XIX əsrlərdə dünyanın mexaniki mənzərəsi əsasında yer mexanikası, səma mexanikası, molekulyar mexanika işlənib hazırlandı. Makro- və mikroaləm eyni mexaniki qanunlara tabe edildi. Bu da nəticədə bir zamanlar dünyanın mexaniki mənzərəsinin mütləqləşməsinə gətirdi.

6. Dünyanın elektromaqnit mənzərəsi. Təbiətin bu modeli XIX əsrin sonunda meydana gəldi. Mexaniki düşüncə üsulu artıq müxtəlif elmi biliklər oblastında yeni təcrübi faktları izah edə bilmirdi. M.Faradey ilk dəfə olaraq materiya

downloaded from KitabYurdu.org

haqqında korpuskulyar təsəvvürlərin, kəsilməz təsəvvürlərlə əvəz edilməsinin zəruriliyi fikrinə gəldi. Nəzəriyyənin mühüm anlayışları yük (müsbət və ya mənfi) və sahənin intesivliyi hesab olunur.

Dünyanın elektromaqnit mənzərəsinin əsas xarakterik xüsusiyyətləri:

1. Dünyanın elektromaqnit mənzərəsinin əsasında reallığın sahə, kəsilməz modeli durur. Materiyaya, nöqtəvi qüvvə mərkəzlərinə (elektrik yüklərinə) malik, vahid kəsilməz sahə və ondakı dalğa hərəkəti kimi baxılır. Dünya, elektromaqnit sahəsi ilə qarşılıqlı əlaqədə olan yüklü elektrik hissəciklərindən ibarət elektrodinamik sistemdir.

2. Nyütonun uzağatəsir konsepsiyası Faradeyin yaxınatəsir prinsipi ilə (istənilən qarşılıqlı təsir nöqtədən nöqtəyə sahə vasitəsi ilə kəsilməz və sonlu sürətlə ötürülür) əvəz edilir.

3. XIX əsrin ortalarında ehtimal nəzəriyyəsinə əsaslanan MKN və ya statistik mexanika meydana gəldi. Bu qanun təsadüfilik və zəruriliyin dialektik əlaqəsini ifadə edir. O, təsadüfiliyi inkar etmir, ona zəruriliyin meydana gəlməsi forması kimi baxır.

4. Maddənin diskret, atom təbiətinin inkarı Maksvell elektrodinamikasını bir sıra ziddiyətlərə gətirir. Bu ziddiyyətlər Q.Lorensin elektron nəzəriyyəsi ilə aradan qaldırılır.

5. Elektrodinamika qanunlarını nəzərə alaraq A.Eynşteyn fəza və zamanın nisbiliyi ideyasını irəli sürdü. Bununla da materiya haqqında sahə təsəvvürləri ilə Nyütonun fəza və zamanın mütləqliyi konsepsiyası arasındakı ziddiyət aradan qaldırıldı. Nəticədə fəza və zamanın nisbi konsepsiyası formalaşdı: fəza və zaman sahədə baş verən proseslərlə əlaqəlidir, yəni onlar sərbəst olmayıb, materiyadan asılıdırlar. Dünyanın elektromaqnit mənzərəsi əsasında yaradılan son böyük nəzəriyyə ümumi nisbilik prinsipidir.

downloaded from KitabYurdu.org

7. Dünyanın kvant sahə mənzərəsi. Bu nəzəriyyənin əsas anlayışları:

-Korpuskulyar dalğa dualizmi-materiyanın hər bir zərrəsi eyni zamanda həm dalğa, həm də zərrəcik xassəsinə malkdir.

-Heyzenberqin qeyri müəyyənlik prinsipi- zərrəciyin koordinat və impulsunun eyni zamanda ölçülməsi mümkün deyil.

Dünyəvi universal sabitlər-Kainatın müşahidə olunan bütün hissəsində qiymətə malik, bir birindən asılı olmayan sabitlər;

-işığın vakuumdakı sürəti-təbiətdə mümkün olan bütün qarşılıqlı təsirlərin maksimal sürəti;

-qravitasiya sabiti, ümumdünya cazibə qanununda istifadə edilir;

-Plank sabiti-mikroaləm səviyyəsində prosesləri təsvir edən bütün tənliklərə daxil olan, enerji kvantıdır;

-Bolsman sabiti, mikroskopik dinamik hadisələr və hissəciklər toplusu halının makroskopik xarakteristikaları arasındakı əlaqəni müəyyənləşdirir.

Dünyanın kvant sahə mənzərəsinin xarakterik xüsusiyyətləri.

1. Hərəkət haqqında təsəvvürlər dəyişir, o fundemental fiziki qarşılıqlı təsirin xüsusi halına çevrilir. Qarşılıqlı təsir, bir obyektin digərinə materiya və hərəkətin mübadiləsi yolu ilə təsirindən ibarətdir. İstənilən dəyişmə özlüyündə hərəkətdir. Qarşılıqlı təsir materiyanın hərəkətidir. Hərəkətin istənilən forması materiyanın fundemental qarşılıqlı təsiri (qravitasiya, elektromaqnit, zəif və güclü) kimi özünü göstərir.

2. Bütün proseslər yaxına təsir prinsipi əsasında təsvir edilir. Qarşılıqlı təsir nöqtədən nöqtəyə müvafiq sahə vasitəsi ilə ötürülür və ötürülmə sürəti işıq sürətindən böyük deyil.

3. Fəza və zamanın nisbiliyi və onların materiyadan asılılığı haqqında təsəvvürlər təsdiq edilir. Ümumi nisbilik

downloaded from KitabYurdu.org

nöqteyi nəzərincə onlar vahid dörd ölçülü fəza-zamanda birləşirlər.

4. Fizikada səbəbiyyət anlayışı təsdiq edilir. Səbəbiyyət halın zamanla əlaqəsindən ibarətdir. Qanunauyğunluq və səbəbiyyət haqqında kvant sahə təsəvvürlərinin spesifikası ehtimal formasında, statistik qanunlar şəklində verilir.

8. Dünyanın müasir fiziki mənzərəsi. Dünyanın müasir fiziki mənzərəsinin fundemental konsepsiyası A.Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsini qəbul edir. Bu nəzəriyyə fəza və zaman haqqında adi təsəvvürləri alt üst edir. Fəzanın həndəsəsi kütlənin yerləşməsindən asılıdır. Massiv cisimlərin ətrafında fəza əyilir. Ümumi nisbilik nəzəriyyəsinə görə fəza tsiklik profilə malikdir. Fəzanın hər hansı nöqtəsindən güclü teleskop vasitəsilə baxışlarını yönəldən müşahidəçi boynunun ardını görər.

Bu nəzəriyyə bir hesablama sistemindən digərinə keçid zamanı fizika qanunlarının dəyşməzliyini təsdiq edən nisbilik postulatına və işıq sürətinin sabitliyi postulatına əsaslanıb.

Fəza və zaman üzvi qarşılıqlı əlaqədardır. Fəza və zaman hərəkət və materiyanın paylanmasından asılıdır. Enerji və kütlə əlaqədardır. Qravitasiya və ətalət kütlələri ekvivalentdir.

Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi müxtəlif nisbi maddi hesablama sistemində fəza və zaman xarakteristikalarının müxtəlif olacağını və bu fərqin cisimlərin nisbi sürətindən asılı olacağını müəyyən etdi. Ümumi nisbilik nəzəriyyəsi isə fəza və zamanın hərəkət edən materiyadan daha böyük birbaşa asılılığını, o cümlədən, maddi kütlənin konsentrasiyası və hərəkətindən asılılığını isbat etdi. Fəzanın real xassələrinin evklid fəzasından meyli, həmçinin zamanın axma ritminin dəyişməsi kütlə, cazibə sahəsi ilə əlaqədardır.

Dünyanın müasir fiziki mənzərəsinin xarakterik xüsusiyyətləri:

1. Maddə quruluşu haqqında müasir təsəvvürlər onun 350 fundemental hissəcik və antihissəcik əsasında olduğunu fərz edir.

downloaded from KitabYurdu.org

2. Dünyanın müxtəlifliyi və yeganəliyi fundamental hissəcik və antihissəciklərin qarşılıqlı təsiri və qarşılqılı çevrilməsinə əsaslanıb.

3. Hərəkət, daşıyıcıları fotonlar, qlüonlar və aralıq bozonlar olan fundamental qarşılıqlı təsirlərin təzahürüdür.

4. Prinsipilal xüsusiyyətləri: sistemlilik, qlobal təkamül, özünütəşkil, tarixilik.

Müasir fizikanın prinsipləri.

Fundamental fiziki nəzəriyyələrlə yanaşı bütün fiziki proseslərə və materiyanın hərəkət formalarına aid edilən daha ümumi qanunlar da mövcuddur. Bu qanunlar müasir fizikanın prinsipləri adlanır.

1. Uyğunluq prinsipi. İstənilən yeni, daha ümumi nəzəriyyə özündən əvvəlki klassik nəzəriyyəni inkar etməyib onu özünə daxil edir.

2. Qeyri müəyyənlik prinsipi.

3. N.Borun əlavəlilik prinsipi. Mikroobyektlərin eksperimental tədqiqi zamanı ya onların enerji və impulsu ya da fəza və zamanda hərəkəti haqqında dəqiq məlumat almaq olar. Bir birini qarşılıqlı inkar edən bu xarakteristikalar eyni zamanda tətbiq edilə bilməzlər. Belə ki, kvant obyektinin (kvant obyekti nə dalğa, nə də hissəcikdir) xassələri onlardan eyni zamanda istifadəni qadağan edir. Lakin, bu xassələr mikroobyekti eyni dərəcədə xarakterizə edə bilərlər.

Real fiziki aləmdə hadisələr və predmetlər arasındakı əlaqə o qədər rəngarəngdir ki, onların hamısının əhatə olunması nəinki praktiki, həm də nəzəri cəhətdən mümkün deyil. Buna görə də fiziki modelin yaradılması zamanı verilmiş hadisələr dairəsinin xassə və əlaqələrinin yalnız əhəmiyyətli olanları nəzərə alınır. Məsələn, planetlərin Günəş ətrafında hərəkət qanunlarını öyrənən zaman günəş şualarının təzyiqinin və günəş küləyinin planetlərə təsirini nəzərə almağa ehtiyac yoxdur.

downloaded from KitabYurdu.org

I FƏSİL

MÜHAZIRƏ 1.
Kinematikanın elementləri

1. Zaman-fəza münasibətləri. Fizika kursunun bir bölməsi olan **mexanikaya** ən fundamental təbiət elmi kimi baxıla bilər. Fizika kursunun öyrənilməsinə də adətən mexanikanın öyrənilməsi ilə başlayırlar. Mexanikanın predmeti cisimlər arasındakı məlum və ya verilmiş qarşılıqlı təzir zamanı onların hərəkət və tarazlıq qanunlarıdır.

"Hərəkət" anlayışının tamamilə aydın olmasına baxmayaraq onu elə ifadə etmək lazımdır ki, əvvəla, mümkün hərəkətlərin müxtəlif parametrlərinin ölçülməsi üsulunu, ikincisi, ölçülmüş bu parametrləri ümumi qəbul edilmiş elmi dildə, yəni riyazi qanunların və düsturların köməyi ilə ifadə etmək imkanı olsun. **Hərəkət-cisimlərin zaman keçdikcə fəzada nisbi vəziyyətinin dəyişməsidir** kimi təyin edilmə mexanikada kifayət qədər populyar hesab olunur. Bu cür təsdiq etmədə sanki əvvəlcədən anlanılır ki, "zaman" və "fəza" anlayışları tamamilə təbiidirlər və heç bir xüsusi formal təyinə ehtiyacımız yoxdur. Həqiqətdə isə, bu anlayışların özü yalnız maddi predmetlər və onlarla baş verən hadisələr vasitəsi ilə təyin edilə bilər. Deyə bilərik ki, hərəkət baxılan cismin digər cisimlərə nisbətən yerdəyişməsidir. Deməli digər cisim yoxdursa, hərəkət də yoxdur. Beləliklə, fəza maddi obyektlərin vəziyyəti ilə verilir. Zaman isə öz növbəsində hadisələrin ardıcıllığı ilə qavranılır. Əgər heç nə baş vermirsə zaman da axmır.

Belə bir sual verək: müasir təsəvvürlərə görə dünyamızın təkamülünün başlandığı Böyük partlayışdan bir saniyə əvvəl nə

downloaded from KitabYurdu.org

olmuşdur? Cavab: əgər bizim kainatın təkamülü haqqında təsəvvürlərimiz doğrudursa, onda bu sualın bir mənası yoxdur, çünki bu **buna qədərin** özü olmayıb.

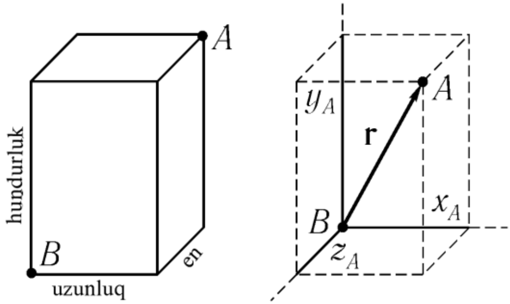
Bizim üçün heç olmasa hər hansı görmə assosiasiyası ilə təqdim edilən fəzadan fərqli olaraq, zaman- bizim həyat təcrübəmizə əsaslanan daha abstrakt anlayışdır, bir istiqamətlilik kimi fundamental xassəyə malikdir. Səbəb-nəticə əlaqələri anlayışı ona əsaslanır.

Baxmayaraq ki, biz fəza və ya zamanın məntiqi qüsursuz təyin edilməsini ifadə edə bilmirik, hər halda istənilən hadisənin öyrənilməsi və təsviri üçün zəruri olan ən əsas şeyi, onun xassələrinin öyrənilməsi üsullarını və ölçmə nəticələrinin riyazi dildə verilməsi üsullarını göstərə bilərik. Belə bir tərif verək, hər hansı kəmiyyətin ölçülməsi - onu şərti olaraq ölçmənin etalon vahidi kimi qəbul edilmiş bircins kəmiyyətlə müqayisə etməkdir. Etalonun iki cisim arasındakı ən qısa məsafədə neçə dəfə yerləşdiyini ölçərək, biz bu məsafəni, və ya necə deyərlər, uzunluğu müəyyən ədəd şəklində ifadə edirik. Bu ədəd bizi maraqlandıran məsafəni etalon milin seçilməsi ilə təyin edilən “uzunluq vahidlərində” ifadə edəcək. Uzunluq etalonu **metr** adlanır.

Cisimlər arasındakı fəza intervalının ölçülməsi üsulunu bilərək, fəzanın göstərilən ölçmələrin köməyi ilə tədqiq edilə bilən xassələrinin müzakirəsinə keçək. Bu xassələr ikidir: üçölçülük və evklidlik. Əvvəlcə fəzanın “bizim fəza üçölçülüdür” kimi ifadə edilən xassəsindən başlayaq. Gündəlik həyatımızda biz bu xassəni aşkar və adət etdiyimiz faktlarla əlaqələndiririk. Hər bir predmet (beləliklə, predmetin tutduğu fəza elementi) bu və ya digər dəqiqliklə üç parametrlə xarakterizə oluna bilər: “hündürlük”, “uzunluq” və “en”. Daha dəqiq desək fəzanın üçölçülüyü onunla təyin edilir ki, fəzanın hər hansı A nöqtəsinin digər bir B nöqtəsinə nisbətən vəziyyətini birqiymətli təyin etmək üçün ümumi halda üç fəza intervalı verilməlidir (şəkil 1.1). Xüsusi halda B nöqtəsi

downloaded from KitabYurdu.org

düzbucaqlı koordinat sisteminin başlanğıcı ilə üst-üstə düşdükdə yuxarıda dediyimiz üç fəza intervalı A nöqtəsinin uyğun x_A, y_A, z_A koordinatları ilə üst-üstə düşür.



Şəkil 1.1

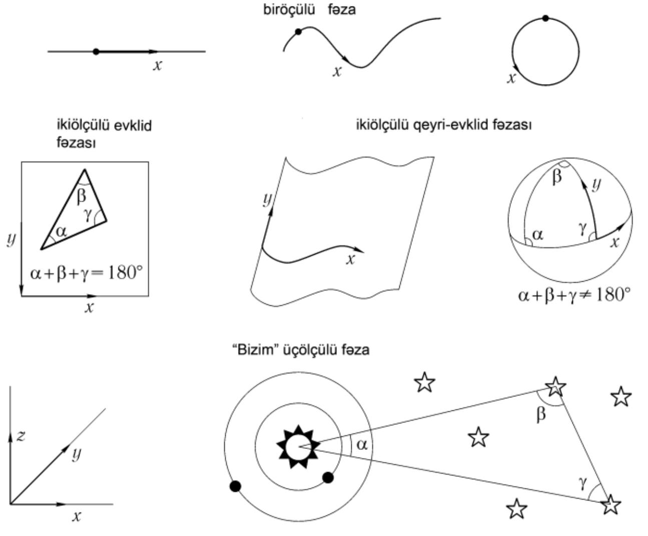
Indi də fəzanın - həmçinin təcrübi yolla təyin edilən və "bizim fəza evklid fəzasıdır" (yəni, evklid həndəsəsindən bizə məlum olan bütün teoremlər ödənir. Məsələn, Pifaqor teoremi və ya üçbucağın bucaqlarının cəminin 180^0 bərabər olması haqqında teorem) təsdiqi formasında ifadə edilən ikinci xassəsi haqqında. Sanki üçölçülük kimi bu xassə də aşkardır və onun təsdiqi üçün heç bir ölçmə lazım deyil. Lakin, daha aşkar qavramaq üçün ikiölçülü fəzanın mümkün həndəsi xassələrinə baxsaq vəziyyət dəyişəcəkdir (şəkil 1.2).

Stolun müstəvi səthində evklid həndəsəsinin bütün teoremləri ödənilir, buna görə də bu cür ikiölçülü fəza, ikiölçülü evklid fəzasıdır. Məsələ ondadır ki, ikiölçülü fəza müstəvi olmayb əyri də ola bilər (məsələn, kürənin səthi). Kürənin səthində evklid həndəsəsinin teoremləri ödənilmir. "Qeyri-evklidliliyin" bu xassəsi birbaşa ölçmələr yolu ilə də müəyyən edilə bilər.

Əgər ikiölçülü fəza əyri (qeyri-evklid) ola bilərsə, onda biz haradan bilirik ki, bizim üçölçülü fəza da belə deyil. Ikiölçülü

downloaded from KitabYurdu.org

fəzanın əyriliyini, şarın səthinin əyriliyini, biz üçölçülü fəzada yerləşərək aşkar edirik. Üçölçülü fəzanın bu cür əyriliyi dördölçülü fəzada reallaşa bilər. Üçölçülü fəzada yerləşdiyimizdən biz bunu təsəvvür edə bilmirik. Astronomik tədqiqatlar göstərir ki, tədqiqat üçün mümkün olan məsafələrdə (milyardlarla işıq ili məsafəsində) dünya fəzasında orta hesabla əyrilik yoxdur. Lakin, ulduzların birbaşa yaxınlığında fəzanın lokal kiçik əyilmələri mövcuddur. Beləliklə, klassik mexanika çərçivəsində fəzanı evklid fəzası hesab edəcəyik.



Şəkil 1.2

Artıq yuxarıda dediyimiz kimi hərəkət yalnız fəzada deyil, həm də zaman daxilində baş verir. Fəzanın təyin edilməsi nümunəsindən başa düşdük ki, hər hansı ilkin anlayışın xassələrini təsvir etmək üçün, onun qüsursuz, formal təyin edilməsi imkanı deyil, onun hər hansı vahid etalonun köməyi ilə ölçülməsinin mümkünlüyü imkanının göstərilməsi daha vacibdir. Qədim zamanlardan zaman ölçüsü olaraq hər hansı təkrarlanan təbiət hadisəsindən istifadə etmək qəbul edilmişdir.

downloaded from KitabYurdu.org

Belə ki, hadisədə dövrlərin sayı, təkrarlanmanın sayı zamanın ölçülməsinin əlverişli və təbii üsuldur. Hazırda fiziklər kifayət qədər daha dəqiq zaman etalonu kimi mikro aləmdə baş verən periodik proseslərdən istifadə etməyi öyrənmişlər.

Təcrübələr göstərir ki, fəza və zaman 3 növ simmetriyaya malikdir: **Fəza bircins və izotrop, zaman isə bircinsdir. Fizikanın qanunları hər yerdə, sistemin istənilən istiqamətlənməsində və zamanın istənilən anlarında eynidir.**

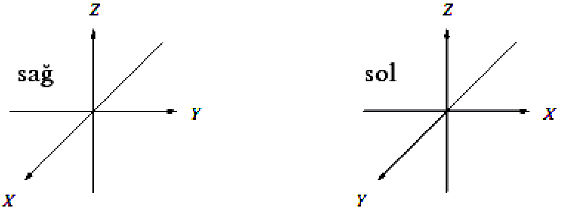
2. Hesablama sistemləri. Hər bir hərəkətin **nisbi** olması onun prinsipcə mühüm xassələrindəndir. Doğrudan da ovcumuzda olan və ovcumuza nəzərən sükunətdə olan predmet qolumuzla birlikdə bədənimizə nəzərən mürəkkəb hərəkət yerinə yetirə bilər. Əgər biz də yerimizdə dayanmayıb hərəkət ediriksə onda bu predmet bizi əhatə edən hər hansı əşyaya nəzərən daha mürəkkəb hərəkət edəcək. Nəhayət, həmin predmet bizimlə birlikdə yerin öz oxu və Günəşin ətrafında hərəkəti ilə əlaqədar daha da mürəkkəb hərəkətdə iştirak edəcəkdir.

Hərəkətin hər hansı qanunauyğunluğunu müəyyən etməyə edilən istənilən cəhd **hesablama sisteminin** seçilməsi ilə başlanır. Adətən, hərəkəti öyrənmək üçün seçdiyimiz cisim, ona bağlı koordinat sistemi, uzunluq etalonu və saat birlikdə **hesablama sistemi** adlandırılır.

Fəza nöqtəsinin xarakterizə edilməsi hesablama sisteminin uyğun nöqtəsinin verilməsi deməkdir. Beləliklə, məsələ, hesablama sistemi nöqtələrinin vəziyyətinin necə xarakterizə edilməsinə gətirilir. Bu, **koordinat sistemi** daxil edilməklə həll edilir. Qeyd edək ki, koordinat sistemi riyazi anlayış olduğu halda, hesablama sistemi fiziki kateqoriyadır. Mümkün çoxsaylı koordinat sistemlərinin ən sadəsi və yaxşı məlum olanı **dekart koordinat sistemidir** (şəkil 1.1). İki növ koordinat sistemini fərqləndirirlər: sağ və sol koordinat sistemləri (şəkil 1.3). Sağ əlcəklə sol əlcək üst-üstə düşmədiyi kimi onları da heç bir fəza dönməsi ilə bir-birinin üzərinə salmaq olmaz. Əgər əlcəyi çevirsək bu mümkün olar, eləcə də

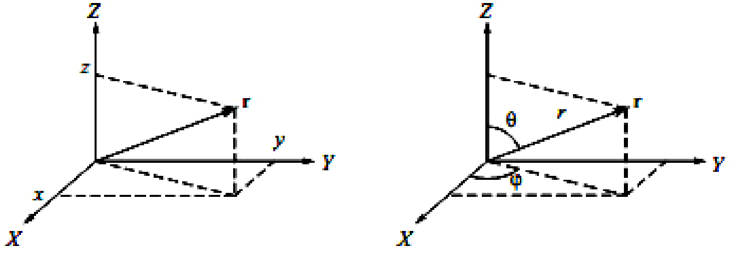
downloaded from KitabYurdu.org

oxlardan birinin məsələn, x oxunun istiqamətini dəyişsək ($x \rightarrow -x$) onda sol sistem sağ sistemə keçər. Bu cür əməliyyat **güzgü əksi** adlanır. Sol koordinat sistemini, bütün üç koordinat oxlarının istiqamətini dəyişməklə də ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$) sağ koordinat sisteminə çevirmək olar. Bu cür əməliyyat **inversiya** adlanır. Biz sağ koordinat sistemindən istifadə edəcəyik.



Şəkil 1.3

3. Skalyar və vektor fiziki kəmiyyətlər. Aydın məsələdir ki, təbiət qanunları elə formada yazılmalıdır ki, koordinat sisteminin seçilməsindən asılı olmasın. Seçdiyimiz koordinat sistemində nöqtənin vəziyyəti, koordinat oxları üzrə proyeksiyası uyğun olaraq x, y, z-ə bərabər olan $\vec{r}$ **radius vektoru** ilə verilir. Beləliklə, $\vec{r}$ radius vektoru özünün üç proyeksiyası ilə tamamilə birqiymətli olaraq təyin edilə bilər. Bu məsələ, digər üç ədəd, r uzunluğu və iki φ və θ bucaqları ilə də həll edilə bilər. Bu **sferik koordinat sistemi** adlanır (şəkil 1.4).



Şəkil 1.4

downloaded from KitabYurdu.org

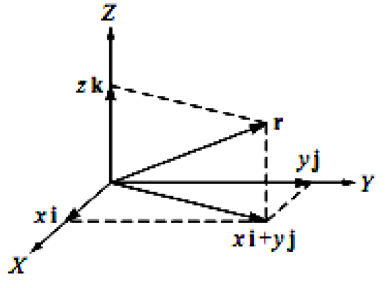
Dekart koordinatları sferik koordinatlarla aşağıdakı ifadələrlə əlaqədardırlar:

$$z = r\cos\theta$$
$$x = r\sin\theta\cos\varphi \qquad (1.1)$$
$$y = r\sin\theta\sin\varphi$$

Koordinat oxları boyunca yönəlmiş $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ üç vahid vektorları (**vahid ortlar**) daxil etsək, onda $\vec{r}$ radius vektorunu üç vektorun cəmi şəklində göstərmək olar:

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}, \quad |\vec{i}| = |\vec{j}| = |\vec{k}| = 1 \qquad (1.2)$$

Bu, hələ məktəbdən bizə məlum olan vektorların paraleloqram qaydasına görə toplanması qanunundan alınır (şəkil1 1.5).



Şəkil 1.5

$\vec{r}$ vektorunu öz-özünə skalyar vurmaqla onun uzunluğunu tapmaq olar. Məktəbdən bildiyimiz kimi iki $\vec{A}$ və $\vec{B}$ vektorunun skalyar hasili

$$\vec{A}\cdot\vec{B} = |\vec{A}|\,|\vec{B}|\cos(\vec{A}\wedge\vec{B}) \qquad (1.3)$$

vektorların uzunluğu hasilinin, onlar arasındakı bucağın kosinusu hasilinə bərabərdir. Aydındır ki, əgər iki vektor bir-birinə perpendikulyardırsa onda, onların skalyar hasili sıfra bərabərdir. $\vec{r}$ radius vektorunun öz-özünə skalyar hasili

$$\vec{r}\cdot\vec{r} = |\vec{r}|\,|\vec{r}|\cos(\vec{r}\wedge\vec{r},) = r^2 \qquad (1.4)$$

belə ki, cos ($\vec{r}\wedge\vec{r}$,)=1 (bucaq sıfıra bərabərdir). Digər tərəfdən

downloaded from KitabYurdu.org

$$\vec{r}\cdot\vec{r}=(x\vec{i}+y\vec{j}+z\vec{k})\cdot(x\vec{i}+y\vec{j}+z\vec{k})=x^2\vec{i}\cdot\vec{i}+y^2$$
$$\vec{j}\cdot\vec{j}+z^2\vec{k}\cdot\vec{k}+2xy\vec{i}\cdot\vec{j}+2xz\vec{i}\cdot\vec{k}+2yz\vec{j}\cdot\vec{k} \qquad (1.5)$$

$\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ vektorlarının qarşılıqlı ortoqonallığına görə onların skalyar hasili sıfra bərabərdir

$$\vec{i}\cdot\vec{j}=\vec{i}\cdot\vec{k}=\vec{j}\cdot\vec{k}=0 \qquad (1.6)$$

Yekunda bu nəticəyə gəlirik ki, vektorun uzunluğunun kvadratı onun proyeksiyalarının kvadratları cəminə bərabərdir:

$$r^2=x^2+y^2+z^2 \qquad (1.7)$$

Anoloji şəkildə isbat edə bilərik ki,

$$\vec{A}\cdot\vec{B}=A_xB_x+A_yB_y+A_zB_z \qquad (1.8)$$

Buna asanlıqla nail olmaq üçün vektorların hər birini

$$\vec{A}=A_x\vec{i}+A_y\vec{j}+A_z\vec{k} \qquad (1.9)$$

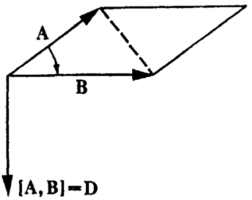
şəklində yazmaq (analoji olaraq $\vec{B}$ vektoru üçün), sonra onları bir-birinə skalyar vurmaq və (1.6) ifadəsindən istifadə etmək lazımdır.

$\vec{A}$ və $\vec{B}$ vektorlarının vektorial hasili $[\vec{A},\vec{B}]$ aşağıdakı kimi təyin edilir: 1) $[\vec{A},\vec{B}]$ vektoru $\vec{A}$ və $\vec{B}$ vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyar olub, $\vec{A}$, $\vec{B}$ və $[\vec{A},\vec{B}]$ vektorları bir birinə nəzərən sağ koordinat sisteminin x, y, z oxlarının müsbət istiqamətində yönəlmişlər (şəkil 1.6); 2) mütləq qiymətinə görə o vurulan vektorların mütləq qiymətləri ilə onlar arasındakı bucağın sinusu hasilinə bərabərdir:

$$|\vec{D}|=|\vec{A}||\vec{B}|\sin(\vec{A}\wedge\vec{B})$$

Göstərmək olar ki, vektorial hasilin mütləq qiyməti vurulan vektorlar üzərində qurulan paralleloqramın sahəsinə bərabərdir (şəkil 1.6).

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 1.6

Vektorial hasil aşağıdakı xassələrə də malikdir:

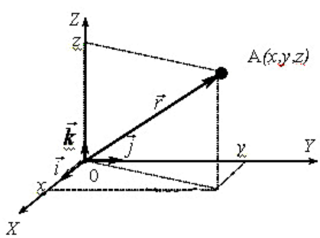
$$\left[\vec{A},\vec{B}\right]=-\left[\vec{B},\vec{A}\right];$$

$$\left[\vec{A},\ \vec{B}+\vec{C}\right]=\left[\vec{A},\vec{B}\right]+\left[\vec{A},\vec{C}\right];$$

$$\left[\vec{A},\alpha\vec{B}\right]=\alpha\left[\vec{A},\vec{B}\right]$$

4. Maddi nöqtənin hərəkətinin əsas kinematik xarakteristikaları. Hərəkət qanunlarının öyrənilməsinə ölçüləri nəzərə alınmayan cismin hərəkətinin öyrənilməsindən başlamaq təbiidir. Bu cür cisim **maddi nöqtə** adlanır. Maddi nöqtənin hesablama sisteminə nəzərən hərəkəti vektori və ya koordinat üsulları ilə verilə bilər. Vektori üsul zamanı t anında A nöqtəsinin vəziyyəti koordinat başlanğıcından hərəkət edən nöqtəyə qədər çəkilmiş $\vec{r}$ radius vektoru ilə təyin edilir (şəkil 1.7). Hərəkət qanunu aşağıdakı vektori tənliklə verilir

$$\vec{r}=\vec{r}(t) \qquad (1.10)$$



Şəkil 1.7

Koordinat üsulunda A nöqtəsinin vəziyyəti x, y, z koordinatları ilə təyin edilir, hərəkət qanunu isə üç tənliklə verilir:

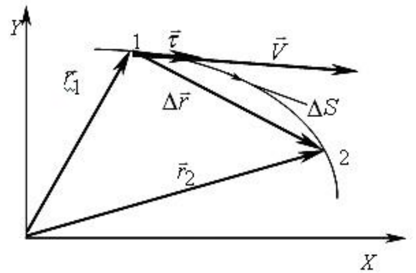
$$x=x(t);\quad y=y(t);\quad z=z(t); \qquad (1.11)$$

bu zaman

$$\vec{r}=x\vec{i}+y\vec{j}+z\vec{k} \qquad (1.12)$$

Öz hərəkəti zamanı nöqtənin cızdığı kəsilməz xətt **trayektoriya** adlanır. Şəkil 1.8-də nöqtənin trayektoriyası göstərilmişdir.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 1.8

Trayektoriyanın formasından asılı olaraq düzxətli və əyrixətli hərəkətləri fərqləndirirlər. Nöqtənin keçdiyi trayektoriyanın uzunluğu **yol** adlanır. Fərz edək ki, kiçik Δt zaman fasiləsində nöqtə ΔS yolu qət edir. Onda, t və $t+\Delta t$ anlarında nöqtənin vəziyyətlərini birləşdirən $\Delta\vec{r}$ vektoru Δt zaman fasiləsində nöqtənin **yerdəyişməsi** adlanır. Şəkil 1.8-dən göründüyü kimi yerdəyişmə vektoru

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \tag{1.13}$$

kimi təyin edilir.

5. Törəmənin və inteqralın mənası. Törəmə anlayışından mexanikada və fizika kursunun bütün digər bölmələrində geniş istifadə edilir. İxtiyari hərəktdə sürətin təyin edilməsi məsələsi Nyutonu differensial və inteqral hesablamanın əsasını qoymuş Q.Leybnislə birlikdə bu anlayışa gətirib çıxarmışdır. Törəmə üçün $\frac{dx}{dt}$ işarələməsi Leybnisə məxsusdur. Riyaziyyatda $\frac{dx}{dt}$ simvoluna iki “sonsuz kiçik” dx və dt artımlarının nisbəti kimi deyil, bütöv vahid kimi baxmaq lazımdır. $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$ törəməsinin mənası $\dot{x} \equiv \frac{dx}{dt} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta x}{\Delta t}$ ifadəsi ilə dəqiq təyin edilir.

Yuxarıda dediklərimizdən aydın oldu ki, fiziki kəmiyyət konkret ölçmələrin nəticəsində alınır. Bütün bu ölçmələr isə hadisənin təbii gedişini təhrif edən xətalarla müşayət olunur.

downloaded from KitabYurdu.org

Bu vəziyyət ciddi desək, riyaziyyatda törəmənin təyini zamanı daxil edilən $\Delta t \to 0, \Delta x \to 0$ limit keçidini imkansız edir. Məsələn, fərz edək ki, güllənin havada hərəkət sürəti təyin edilir. Məsələ Δx məsafəsinin ölçülməsinə və güllənin bu məsafəni keçmək üçün sərf etdiyi Δt zaman fasiləsinin ölçülməsinə gətirilir. Əgər Δt müddətini çox böyük götürsək, onda bü müddətdə güllənin sürəti havanın müqaviməti ilə əlaqədar olaraq əhəmiyyətli dərəcədə azala bilər. Bu halda $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ nisbəti baxılan zaman anında güllənin sürətindən əhəmiyyətli dərəcədə kiçik olacaq. Δt müddətini kiçiltsək görərik ki, hər ölçmədə müşayiət olunan təsadüfi xətalardan uzaqlaşsaq da, müəyyən andan başlayaraq $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ nisbəti yol verilən dəqiqlik intervalında dəyişir. Δt müddətinin sonrakı azalması mənasızdır. O vəziyyəti pisləşdirə bilər. Belə ki, Δt müddətinin sonrakı azalması zamanı $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ nisbəti yenidən daha çox və daha qeyri müntəzəm dəyişməyə başlayacaq. O, çox böyükdən tutmuş, çox kiçiklərə qədər müxtəlif qiymətlər ola bilər. Bu onunla əlaqədardır ki, ölçülən kəmiyyət nə qədər kiçikdirsə istənilən ölçmənin dəqiqliyi o qədər azdır. Məsələn, 1 m uzunluğu 1 mm-ə qədər xəta ilə, yəni 1/1000 nisbi dəqiqliklə ölçmək çətin deyil. Lakin həmin dəqiqliklə 1 mm uzunluğu ölçmək böyük zəhmət tələb edir. Δt müddəti nə qədər kiçikdirsə $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ nisbətinin hesablanma xətası o qədər böyükdür. Əgər Δt -ni sonsuz kiçiltsək, $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ nisbəti hər hansı müəyyən həddə yaxınlaşmayacaqdır. Bu da göstərir ki, ölçmə xətası ucbatından $\Delta t \to 0$ keçidi ciddi riyazi mənada həyata keçirilə bilməz. Sürətin və ya $\upsilon = \dot{x}$ törəməsinin həqiqi qiymətinin fiziki ölçmələrdən hesablanması, yalnız təqribən, onu sonlu

downloaded from KitabYurdu.org

$\frac{\Delta x}{\Delta t}$ artımının ifadəsi ilə eyniləşdirərək mümkündür. Sürətin həqiqi qiymətinin hesablanma dəqiqliyinin maksimal olduğu Δt müddətinin optimal qiyməti konkret şəraitdən təyin edilir. $\dot{x}$ törəməsinin kifayət edəcək dəqiqliklə təyin edildiyi kiçik, yalnız sonlu Δx və Δt artımlarını fizikada **sonsuz kiçik** və ya daha dəqiq desək **fiziki sonsuz kiçik kəmiyyətlər** adlandırırlar. Fizikada onları *dx* və *dt* ilə işarə edərək onlarla riyazi differensial kimi rəftar edirlər. Beləliklə, fizikada törəmə bu nisbətlərin limiti kimi deyil, funksiya və arqumentin sonlu, yalnız kifayət qədər kiçik artımlarının nisbəti kimi təyin edilir.

Bu məsələ yalnız ölçmə xətası ilə deyil, fiziki kəmiyyətlərin və fizika qanunlarının öz təbiəti ilə əlaqədar olaraq prinsipial xarakter də daşıya bilər. Belə ki, limit keçidi qeyri müəyyənlik prinsipi ilə əlaqədar olaraq da mümkünsüzdür. Doğrudan da əgər Δt sıfra yaxınlaşsaydı onda keçilən Δx məsafəsi də sıfra yaxınlaşardı və $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ ifadəsi öz mənasını itirərdi. Beləliklə, $\Delta t \to 0$ olduqda kordinatın qeyri müəyyənliyi də sıfra yaxınlaşardı. Onda qeyri müəyyənlik prinsipinə görə sürətin qeyri müəyyənliyi sonsuzluğa yaxınlaşardı. Bu da o deməkdir ki, sürətin hesablanması zamanı yaranan xəta sürətin öz qiyməti ilə müqayisədə çox böyükdür.

Bu nəticə yalnız koordinatın törəməsinə deyil, ixtiyari fiziki kəmiyyətin törəməsinə də aiddir.

İnteqral anlayışı ilə də məsələ tamamilə bu cürdür. Riyaziyyatda inteqral aşağıdakı limit keçidi ilə təyin edilir:

$$\int_a^b f(x)dx = \lim_{\Delta x_i \to 0} \sum f(x_i)\Delta x_i$$

(a, b) ədədi aralığı *n* məxsusi $\Delta x_1, \Delta x_2, \ldots \Delta x_n$ aralığa bölünür. Onlardan hər birnin Δx_i uzunluğu, baxılan məxsusi aralığın daxilində yerləşən, ixtiyari nöqtədə *f(x)* funksiyasının

downloaded from KitabYurdu.org

qiymətinə vurulur. Sonra $\sum f(x_i)\Delta x_i$ cəmi tərtib edilir və $n \to \infty$ limitinə keçid yerinə yetirilir və fərz edilir ki, məxsusi aralıqların hər birinin uzunluğu sıfıra yaxınlaşır. Lakin, fizikada ölçmənin xətası ucbatından və ya prinsipial təsəvvürlərə görə (məsələn, maddənin atomar quruluşuna görə) (a, b) aralığının müəyyyən uzunluqdan kiçik (qiyməti konkret şəraitdən asılı olan) məxsusi aralıqlara bölünməsi mənasını itirir. Buna görə də $\Delta x_i \to 0$ limit keçidi axıra qədər yerinə yetirilə bilməz və haradasa qırılmalıdır. Bu onu göstərir ki, **fizikada inteqral cəmin limiti kimi deyil, böyük sayda olan kifayət qədər kiçik $\sum f(x_i)\Delta x_i$ toplananların cəmi kimi başa düşülməlidir.**

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 2.

Əyrixətli hərəkət

1. Əyrixətli hərəkətdə sürət və təcil. Maddi nöqtənin ani sürəti aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir

$$\vec{V} = \lim_{\Delta t \to 0} \left(\Delta\vec{r} / \Delta t \right) = d\vec{r} / dt = \dot{\vec{r}} \qquad (2.1)$$

yəni, ani sürət radius vektorun zamana görə törəməsidir. O, nöqtənin hərəkət trayektoriyasına toxunan istiqamətdə yönəlmişdir. Fizikada zamana görə törəməni ştrixlə deyil, hərfin üzərində (·) ilə işarə edrlər.

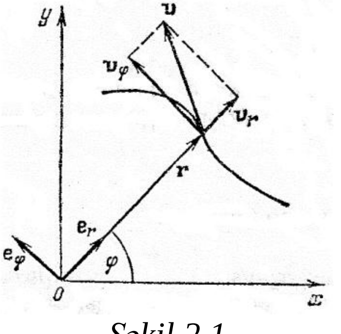
Şəkil 1.8-dən göründüyü kimi, $\Delta t \to 0$ $|\Delta\vec{r}| \to \Delta S$, buna görə də sürətin modulu

$$V = \lim_{\Delta t \to 0} \left(\Delta S / \Delta t \right) = dS / dt = \dot{S}. \qquad (2.2)$$

Cismin hərəkəti zamanı onun hərəkət istiqaməti də dəyişə bilər, yəni sürət hərəkətin həm qiymət, həm də istiqamətcə dəyişməsini xarakterizə edir. Bu halda sürət vektorunun modulu aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\upsilon = \sqrt{\upsilon_r^2 + \upsilon_\varphi^2} = \sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}$$

burada $\vec{\upsilon}_r$ və $\vec{\upsilon}_\varphi$ vektorları qarşılıqlı perpendikulyar vektorlardır (şəkil 2.1).



Şəkil 2.1

Madddi nöqtənin hər bir zaman anında malik olduğu sürəti bilməklə onun t_1 zaman anından t_2 zaman anına qədər müddətdə

downloaded from KitabYurdu.org

getdiyi yolu aşağıdakı kimi təyin edə bilərik

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \upsilon(t)dt$$

Hərəkəti trayektoriyanın parametrləri ilə də təsvir etmək olar. Bunun üçün trayektoriya üzərində müəyyən başlanğıc nöqtə götürək. Bu zaman istənilən digər nöqtə ondan olan S(t) məsafəsi ilə xarakterizə oluna bilər. Radius vektor isə $\vec{r} = \vec{r}\left[S(t)\right]$ şəklində mürəkkəb funksiya olacaq. Buna görə də (2.1)-dən alarıq:

$$\vec{V} = d\vec{r}/dt = \left(d\vec{r}/dS\right)\left(dS/dt\right) = V\vec{\tau}$$

burada $\vec{\tau} = d\vec{r}/dS$ - trayektoriyaya toxunan, vahid vektor; $V = dS/dt$-sürətin moduludur. BS-də sürət m/san ilə ölçülür. (1.12) və (2.1) düsturlarını nəzərə almaqla

$$\begin{aligned} \vec{V} &= d\vec{r}/dt = \left(dx/dt\right)\vec{i} + \left(dy/dt\right)\vec{j} + \left(dz/dt\right)\vec{k} = \\ &= \dot{x}\vec{i} + \dot{y}\vec{j} + \dot{z}\vec{k} = V_x\vec{i} + V_y\vec{j} + V_z\vec{k} \end{aligned} \qquad (2.3)$$

burada

$$V_x = \dot{x} = dx/dt, \qquad V_y = \dot{y} = dy/dt, \qquad V_z = \dot{z} = dz/dt \qquad (2.4)$$

-sürətin komponentləri olub, uyğun koordinatın zamana görə törəmələrinə bərabərdir.

Şəkil 1.7-də $\vec{\tau}$ vahid toxunan vektoru göstərir və $\vec{V}$ sürətin istiqaməti ilə üst-üstə düşür, buna görə də

$$\vec{V} = V\vec{\tau} \qquad (2.5)$$

2. Təcil. Sürətin dəyişmə yeyinliyini xarakterizə etmək üçün $\vec{a}$ təcil adlanan vektori fiziki kəmiyyət daxil edilir. O da sürətə analoji təyin edilir:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0}\left(\Delta\vec{V}/\Delta t\right) = d\vec{V}/dt = \left(d^2\vec{r}/dt^2\right) = \ddot{\vec{r}}(t) \qquad (2.6)$$

(2.3) və (2.4)-i nəzərə almaqla (2.6)-dan taparıq:

$$\vec{a} = a_x\vec{i} + a_y\vec{j} + a_z\vec{k} \qquad (2.7)$$

$$a_x = \ddot{x} = d^2x/dt^2, \quad a_y = \ddot{y} = d^2y/dt^2, \quad a_z = \ddot{z} = d^2z/dt^2 \qquad (2.8)$$

downloaded from KitabYurdu.org

-təcilin komponentləri olub uyğun koordinatların zamana görə ikinci tərtib törəmələrinə bərabərdir.

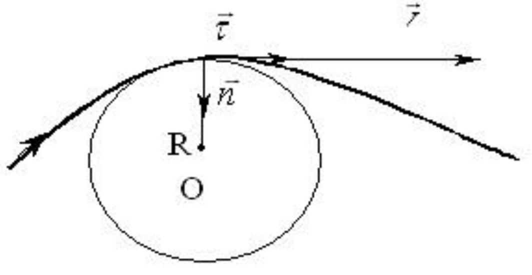
(2.5) və (2.6) ifadələrini nəzərə almaqla

$$\vec{a} = d\vec{V}/dt = d\left(V\vec{\tau}\right)/dt = \left(dV/dt\right)\vec{\tau} + V\left(d\vec{\tau}/dt\right) \qquad (2.9)$$

Göstərmək olar ki,

$$d\vec{\tau}/dt = \left(V/R\right)\vec{n} \qquad (2.10)$$

burada R-trayektoriyanın verilmiş nöqtəsində əyrilik radiusu, $\vec{n}$ - t zaman anında cisim olduğu nöqtədə trayektoriyaya normal vahid vektordur. Bu zaman $\vec{n}$ və $\vec{\tau}$ qarşılıqlı perpendikulyardır (bax şəkil 2.2).



Şəkil 2.2

Əyrixətli trayektoriyanın ayrı-ayrı hissələri müxtəlif radiuslu çevrələrun qövsləri kimidir. Bu çevrənin radiusu R (şəkil 2.2) baxılan nöqtədə xəttin əyriliyini xarakterizə edir və əyrilik radiusu adlanır. (2.10)-u (2.9)-da nəzərə alsaq

$$\vec{a} = d\vec{V}/dt = \left(dV/dt\right)\vec{\tau} + \left(V^2/R\right)\vec{n} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \qquad (2.10)$$

burada

$$\vec{a}_\tau = \left(dV/dt\right)\vec{\tau} \qquad (2.11)$$

$\vec{a}_\tau$ -toxunan və ya tangensial təcildir. Qiymətinə görə o sürətin modulunun dəyişmə yeyinliyini xarakterizə edir:

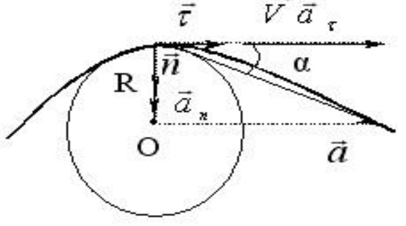
$$a_\tau = dV/dt = d^2S/dt^2 \qquad (2.12)$$

downloaded from KitabYurdu.org

Yeyinləşən hərəkətdə $dV/dt > 0$ və $\vec{a}_\tau$ istiqamətinə görə $\vec{V}$ sürətlə üst-üstə düşür, yavaşıyan hərəkətdə $dV/dt < 0$ və $\vec{a}_\tau$ sürətin $\vec{V}$ əksinə yünəlmişdir. (2.10)-da ikinci hədd

$$\vec{a}_n = \left(V^2/R\right)\vec{n} \tag{2.13}$$

-normal təcil olub, sürət vektorunun istiqamətinin dəyışmə yeyinliyini xarakterizə edir və həmişə trayektoriyanın əyrilik mərkəzinə doğru yönəlmişdir. Şəkil 2.3-də təcilli hərəkət halı üçün $\vec{a}$, $\vec{a}_\tau$ və $\vec{a}_n$ vektorları göstərilmişdir.



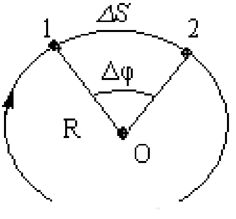
Şəkil 2.3

Nöqtənin təcilinin modulu

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(dV/dt\right)^2 + \left(V^2/R\right)^2} \tag{2.14}$$

Təcil BS-də m/san^2 -ilə ölçülür.

3. Bucaq sürəti və bucaq təcili. Maddi nöqtənin R radiuslu çevrə boyunca hərəkətinə baxaq (şəkil 2.4).



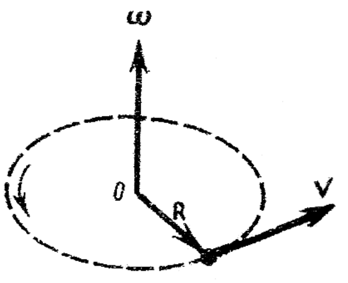
Şəkil 2.4

downloaded from KitabYurdu.org

Fərz edək ki, nöqtə Δt müddətində $\Delta\varphi$ bucağı qədər dönür, onda bucaq sürəti

$$\omega = \lim_{\Delta t \to 0}\left(\Delta\varphi / \Delta t\right) = d\varphi / dt = \dot{\varphi} \qquad (2.15)$$

Bucaq sürəti saniyədə radianla ölçülür [ω]=rad/san. Bucaq sürəti psevdovektordur. Bucaq sürətinin psevdovektorla göstərilməsinin səbəbi odur ki, cisim eyni zamanda bir neçə fırlanma hərəkətində iştirak etdikdə alınan ümumi fırlanma hərəkəti, toplanan fırlanma hərəkətlərinin bucaq sürətlərinin paraleloqram qaydası ilə toplanmasından alınan əvəzləyici vektor vasitəsilə xarakterizə olunsun. Bucaq sürəti vektorunun istiqaməti burğu qaydası ilə təyin edilir. Bu vektorun istiqaməti burğunun irəliləmə hərəkəti istiqamətində, fırlanma istiqaməti isə burğu dəsətyinin fırlanması istiqamətində götürülür (şəkil 2.5).



Şəkil 2.5

Bir halda ki, $\Delta S = \Delta\varphi R$, onda

$$V = \lim_{\Delta t \to 0}\left(\Delta S / \Delta t\right) = dS / dt = R\left(d\varphi / dt\right) = R\omega \qquad (2.16)$$

Bucaq təcili bucaq sürətinin dəyişmə yeyinliyini xarakterizə edir, yəni

$$\varepsilon = d\omega / dt = d^2\varphi / dt^2 = \ddot{\varphi} \qquad (2.17)$$

O toxunan təcillə aşağıdakı ifadə ilə əlaqədardır

$$a_\tau = dV / dt = d\left(\omega R /\right)dt = \left(d\omega / dt\right)R = \varepsilon R \qquad (2.18)$$

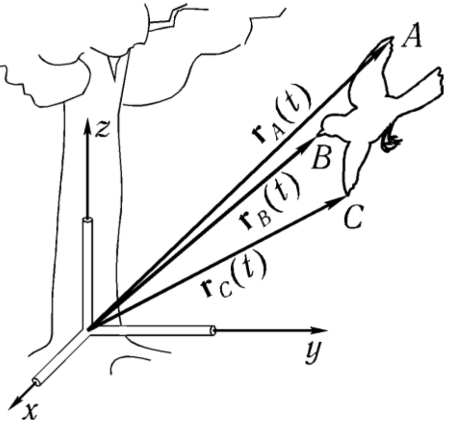
Bucaq təcili saniyə kvadratında radianla (rad/san^2) ölçülür.

downloaded from KitabYurdu.org

(2.16) və (2.17) ifadələrini nəzərə almaqla (2.14) ifadəsindən alarıq

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{(\varepsilon R)^2 + (\omega^2 R)^2} = R\sqrt{\varepsilon^2 + \omega^4} \quad (2.19)$$

4. Bərk cismin irəliləmə və fırlanma hərəkəti. Yalnız elm tarixi deyil, insanın gündəlik təcrübəsi də göstərir ki, hər hansı yeni hadisənin öyrənilməsinə onun bütün tərəfləri və detallarının çox mürəkkəb izahının axtarılmasından deyil, sadə qanunauyğunluqların anlaşılmasından, daha mürəkkəb mənzərənin anlanılmasına doğru irəliləməklə başlamaq lazımdır. Biz də mexanikanın öyrənilməsinə ən sadə hərəkət tiplərinə baxmaqla başlayacaq, sonra isə öyrənilən hərəkətin dairəsini genişləndirəcəyik. Uçan quşun müəyyən anda seçilmiş koordinat sistemində vəziyyətini təyin etmək üçün onun qanadlarının, bədəninin, başının, quyruğunun müxtəlif nöqtələrinin radius-vektorlarını bilmək lazımdır (şəkil 2.6).

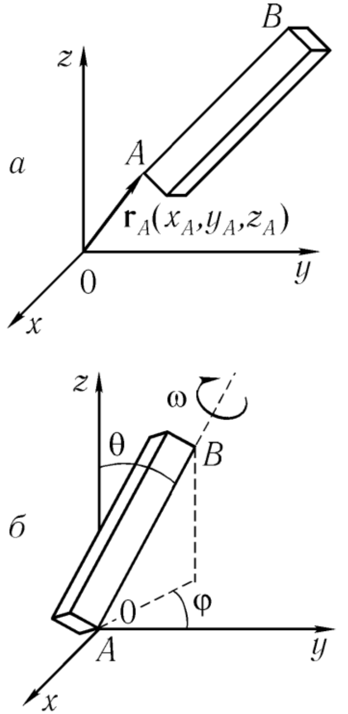


Şəkil 2.6

Bu zaman uçuşun riyazi təsviri üçün zamandan asılı olan böyük sayda ifadələrdən istifadə etmək zəruri olacaqdır ki, bu da uçuş trayektoriyasının təyin etilməsi məsələsini qeyri-adi dərəcədə çətinləşdirəcək. Odur ki, ilk mühüm sadələşdirmə aparaq. Ilk mərhələdə yalnız **mütləq bərk cismin** hərəkətini

downloaded from KitabYurdu.org

öyrənəcəyik. Bu termin adı altında hərəkət zamanı deformasiyası, yəni cismin bir hissəsinin digər hissəsinə nəzərən yerdəyişməsi, nəzərə alınmayan cisimlər başa düşülür. Mütləq bərk cismin hərəkət qanunlarının nisbi sadəliyi həm də onunla əlaqədardır ki, onun vəziyyətinin hər hansı koordinat sistemində tam riyazi təsviri zamanı deformasiya oluna bilən cisim üçün olduğundan daha az parametr (koordinat) tələb olunur. Cismin fəzada vəziyyətini birmənalı təyin edən, asılı olmayan parametrlərin sayı **sərbəstlik dərəcələrinin sayı** adlanır. Mütləq bərk cismin sərbəstlik dərəcələrinin sayı altıya bərabərdir. Üçü A nöqtəsinin koordinatı - x_A , y_A , z_A və üç dönmə bucağı - θ, φ , ω (şəkil 2.7).



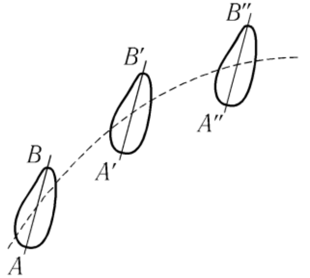
Şəkil 2.7

Beləliklə, mütləq bərk cismin ixtiyari hərəkətinin təsviri üçün 6 parametrin zamandan asılı olaraq necə dəyişdiyini

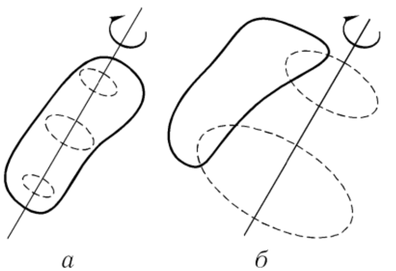
downloaded from KitabYurdu.org

bilmək lazımdır: $x_A(t)$, $y_A(t)$, $z_A(t)$, $\theta(t)$, $\omega(t)$, $\varphi(t)$. Hələlik, bərk cismin hərəkət qanunlarını, yəni bu funksiyaları təyin etməyə imkan verən ifadələri bilməsək də əvvəlcədən deyə bilərik ki, bu qanunlar ümumi halda çox çətin olacaq. Çünki məchulların sayı çox olduqca məsələnin həlli bir o qədər çətindir. Buna görə də əvvəlcə elə hərəkətə baxaq ki, onun təsviri zamandan asılı olan çox sayda kəmiyyət tələb etməsin.

Bunun üçün qeyd edək ki, mütləq bərk cismin istənilən hərəkətini hərəkətin iki əsas növü- **irəliləmə** və **fırlanma** hərəkətləri şəklində təsvir etmək olar. İrəliləmə hərəkəti dedikdə elə hərəkət başa düşülür ki, hərəkət edən cisimlə bağlı olan istənilən düz xətt hərəkət zamanı öz-özünə paralel qalır (şəkil 2.8). Fırlanma hərəkətində cismin bütün nöqtələri mərkəzi **fırlanma oxu** adlanan eyni bir düz xəttin üzərində qalan çevrələr üzrə hərəkət edir (şəkil 2.9).



Şəkil 2.8



Şəkil 2.9

Bu zaman cismin orientasiyası dəyişir.

Mütləq bərk cisim yalnız irəliləmə hərəkəti edirsə onda onun fəzadakı bütün vəziyyəti onun hər hansı bir nöqtəsinin vəziyyəti ilə birqiymətli təyin edilir. Beləliklə, mütləq bərk cismin irəliləmə hərəkətinin riyazi təsviri zamanı onun ölçüləri rol oynamır və bütün bu cisim fəzada vəziyyəti ümumi halda üç sərbəstlik dərəcəsi ilə təyin edilən nöqtə ilə əvəz edilə bilər. Qeyd edək ki, real cismin maddi nöqtə ilə əvəz edilməsi

downloaded from KitabYurdu.org

qoyulmuş məsələ çərçivəsində cismin ölçülərinin nəzərə alınmadığı hallarda da özünü doğruldur. Maddi nöqtə yaxınlaşmasının mexanikada oynadığı çox mühüm rol daha bir vacib səbəblə əlaqədardır. Məsələ ondadır ki, istənilən formalı və istənilən ölçülü cismi bir biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan çox kiçik hissəciklərin məcmusu kimi təsəvvür etmək olar. Bu hissəciklərin hər birinə maddi nöqtə kimi baxmaq olar və beləliklə, istənilən cismin hərəkəti haqqında məsələni maddi nöqtələr məcmusunun hərəkəti haqqında məsələyə gətirmək olar. Sonralar görəcəyik ki, bərk cismin fırlanma hərəkətinin və mayelərin hərəkət qanunlarının tapılması üçün bu üsuldan istifadə edilir.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 3

Maddi nöqtə dinamikasının elementləri

1. Klassik mexanikada hissəciklərin halı anlayışı. Hərəkətin təbiət qanunları ilə təyin edilməyən elementləri başlanğıc şərtlər adlanır. Nyuton əsrinin gözəl kəşflərindən biri də təbiət qanunlarının başlanğıc şərtlərdən fərqləndirilməsidir. Başlanğıc şərtlər müəyyən qanunauyğunluğa tabe deyil, onlar arasında əlaqə yoxdur. Başlanğıc şərtlərin əhəmiyyəti sistemin əvvəlki təkamülündən asılıdır. Bu və ya digər məsələni həll etmək üçün onlar təcrübi təyin edilməli və ya baxılan məsələnin qoyulmasının obyektiv şərtlərini nəzərə alan hər hansı təsəvvürlərin köməyi ilə verilməlidir. Klassik mexanikada mexaniki sistemin halını (başlanğıc şərtləri) xarakterizə edən parametrlər bu sistemi təşkil edən maddi nöqtələrin (hissəciyin) bütün koordinatlarının və impulslarının məcmusu hesab olunur. Mexaniki sistemin halının verilməsi bütün maddi nöqtələrin bütün koordinatlarının $r_i(x_i , y_i , z_i)$ və impulslarının p_i verilməsi deməkdir. Bu kəmiyyətlər ixtiyari qiymət ala bilərlər: istənilən hissəciyin vəziyyəti və impulsu bütün digər hissəciklərin vəziyyətindən və impulsundan asılı deyil. Başlanğıc şərtlər təbiət qanunları (Nyutonun ikinci qanunu) ilə birlikdə obyektin mümkün hərəkətini təyin edir. Bu, bütün hissəciklərin koordinatları və impulslarının məcmusuna sistemin halının xarakteristikası kimi baxılmasının əsas şərtidir. Hərəkət tənlikləri bu halın təkamülünü birmənalı təsvir edir. Onlar qüvvədən asılı olaraq hissəciyin təcilini təyin edir. Qüvvə hissəciklər arasındakı məsafənin və onların nisbi sürətinin birqiymətli funksiyasıdır. **Koordinatlar və impulslar Nyuton mexanikasında sistemin halını təyin edən əsas fiziki kəmiyyətlərdir.** Mexanika üçün maraq kəsb edən bütün digər mexaniki kəmiyyətlər (enerji, impuls momenti və s.) koordinatın və impulsun funksiyası şəklində ifadə edilir.

downloaded from KitabYurdu.org

2. Dinamikanın əsas məsələsi. Dinamikanın əsas məsələsi sistemin başlanğıc halını və hərəkət qanunlarını (Nyuton qanunlarını) bilərək sonrakı bütün zaman anlarında sistemin halını birqiymətli təyin etmək, yəni hissəciyin hərəkət trayektoriyasını birmənalı təyin etməkdən ibarətdir. Hərəkət trayektoriyası differensial hərəkət tənliyinin inteqrallanması yolu ilə tapılır.

Bərabərsürətli hərəkət.

Irəliləmə hərəkətində: $s = \int_0^t \upsilon\, dt = \upsilon t + s_0$

Fırlanma hərəkətində: $\varphi = \int_0^t \omega\, dt = \omega t + \varphi_0$

Bərabərtəcilli hərəkət.

Irəliləmə hərəkətində: $\upsilon = \int_0^t a\, dt = at + \upsilon_0$,

$$s = \int_0^t \upsilon\, dt = \int_0^t (\upsilon_0 + at)dt = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2} + s_0$$

Fırlanma hərəkətində: $\omega = \int_0^t \varepsilon\, dt = \varepsilon t + \omega_0$,

$$\varphi = \int_0^t \omega\, dt = \int_0^t (\omega_0 + \varepsilon t)dt = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2} + \varphi_0$$

Hərəkətin trayektoriyası hissəciyin keçmişdə, indi və gələcəkdəki hərəkətini tam təsvir edir, yəni determinlik (hadisələrin qanunauyğunluğu və səbəbiyyət əlaqəsindən asılı olması) və dönənlik xassələri ilə xarakterizə olunur. Burada təsadüflik elementi tamamilə istisnadır, hər şey əvvəlcədən səbəb-nəticə ilə şərtlənmişdir. Elmdə belə bir nöqteyi nəzər təsdiq edilmişdir ki, təbiətdə səbəbiyyəti yalnız dinamik

downloaded from KitabYurdu.org

qanunlar tam əks etdirir. “Biz Kainatın mövcud halına əvvəlki halın nəticəsi və sonrakı halın səbəbi kimi baxmalıyıq”.

3. Nyutonun birinci qanunu. Ətalət hesablama sistemi anlayışı. Dinamika-tətbiq olunmuş qüvvələrin təsiri altında cismlərin hərəkətinin öyrənilməsinə həsr edilmiş mexanika bölməsidir.

Fizika kursunda 4 mexanika öyrənilir:

1. Klassik və ya Nyuton mexanikası;
2. Relyativistik mexanika;
3. Kvant mexanikası;
4. Relyativistik kvant mexsnikası.

Biz, işığın vakuumda yayılma sürətinə nisbətətn çox çox kiçik olan sürətlə ($v<<c$, burada $c = 3\cdot10^8$ m/san) hərəkət edən makroskopik (yəni, atom və molekullarla müqayisədə böyük olan) cisimlər üçün doğru olan klassik mexanikanın əsaslarını öyrənməyə başlayırıq. Bu mexanika güclü qravitasiya sahələrində və elementar zərrəciklərin hərəkətinin təsviri zamanı doğru deyil.

Klassik mexanikada dinamikanın əsasını Nyutonun 1687–ci ildə verdiyi 3 qanunu təşkil edir.

Xarici təsirə məruz qalmayan maddi nöqtə ya sükunətdə qalır, ya da düzxətli və bərabərsürətli hərəkət edir. Bu cür cisim **sərbəst cisim**, onun hərəkəti isə sərbəst hərəkət və ya ətalət üzrə hərəkət adlanır. Sərbəst cisim əslində mövcud deyil, o fiziki abstraksiyadır.

Cismin sükunət və ya düzxətli və bərabərsürətli hərəkət halını saxlaması xassəsi cisminn **ətalətliliyi** adlanır.

Ətalətliliyin miqdari ölçüsü cismin kütləsidir. BS-də kütlə vahidi kiloqramdır. Adətən cismin kütləsini qollu tərəzidə, etalon cismin kütləsi ilə müqayisə edərək təyin edirlər.

Nyutonun birinci qanunu heç də bütün hesablama sistemlərində ödənmir. Məsələn, düzxətli və bərabərsürətli hərəkət edən gəminin hamar döşəməsində hərəkətsiz dayanan cisim, gəmi kursunu və ya sürətini dəyişdikdə, yəni təcilli

downloaded from KitabYurdu.org

hərəkət etməyə başladıqda, digər cisimlər tərəfindən heç bir təsir olmadıqda belə, hərəkətə gələ bilər. Hesablama sistemini göstərmədikdə ətalət qanunu öz mənasını itirir. **Klassik mexanikanın postulatına görə elə hesablama sistemi vardır ki, bütün sərbəst cisimlər bu hesablama sistemində düzxətli və bərabərsürətli hərəkət edir. Ətalət qanununun ödəndiyi hesablama sistemi ətalət hesablama sistemi adlanır.**

Ətalət qanununun mahiyyəti əslində ən azı bir ətalət hesablama sisteminin mövcud olmasına gətirir. Ətalət hesablama sisteminə nəzərən düzxətli və bərabərsürətli hərəkət edən hər bir hesablama sistemi də həmçinin ətalət hesablama sistemi olacaq.

Ətalət hesablama sistemi anlayışı elmi abstraksiya hesab olunur. Başlanğıcı Günəşin kütlə mərkəzində və oxları üç ulduza yönəlmiş (bu cür ətalət hesablama sistemindən kosmonavtikada istifadə edilir) heliosentrik hesablama sistemini çox yüksək dəqiqliklə ətalət hesablama sistemi hesab etmək olar.

Laboratoriya (yer) hesablama sistemi əsas etibarı ilə yerin gündəlik fırlanması ilə əlaqədar qeyri-inersialdır. Lakin, bu fırlanma çox zəifdir:

$$\omega = \varphi / t = 2\pi / 86400 = 7{,}2 \cdot 10^{-5} \text{ rad/san}$$

və əksər texniki məsələləri həll etmək üçün Yerlə sərt birləşmiş sistemi ətalət hesablama sistemi hesab etmək olar.

4. Kütlə. Kütlə ən mühüm fiziki xarakteristikalardan olub əvvəlki təsəvvürlərə görə (XVII-XIX əsrlər) fiziki obyektdə "maddənin miqdarını" xarakterizə edir və obyektin tətbiq olunmuş qüvvəyə müqavimət qabiliyyətindən (ətalətlilik), həmçinin qravitasiya xassəsindən (çəkisindən) asılıdır. Müasir fizikada "maddənin miqdarı" anlayışı fiziki obyektin iki müxtəlif xassəsinin əks etdirir. **Qravitasiya kütləsi-** cismin xarici qravitasiya sahəsi ilə hansı qüvvə ilə qarşılıqlı təsirdə olduğunu göstərir. Müasir metrologiyada kütlənin çəkilmə ilə ölçülməsinin əsası faktiki olaraq bu kütləyə əsaslanmışdır,

downloaded from KitabYurdu.org

qravitasiya sahəsini bu kütlə yaradır, ümumdünya cazibə qanununda bu kütlə yer alır. **Ətalət kütləsi** cismin ətalətlilik ölçüsünü xarakterizə edir və Nyutonun ikinci qanununda bu kütlə yer alır. Əgər ətalət hesablama sistemində ixtiyari qüvvə hərəkətsiz müxtəlif cisimlərə eyni təcil verirsə bu cisimlərin ətalət kütlələri eynidir.

Qravitasiya və ətalət kütlələri böyük dəqiqliklə (10^{-13} tərtibli dəqiqliklə) bir-birinə bərabərdir. Odur ki, əksər fiziki nəzəriyyələrdə sadəcə kütlə haqqında danışılır. Klassik mexanikadan fərqli olaraq relyativistik mexanikada kütlə additiv fiziki kəmiyyət deyil, yəni sistemin kütləsi ümumi halda komponentlərin kütlələri cəminə bərabər deyil.

5. Nyutonun ikinci qanunu. Bu qanunu ifadə etmək üçün qüvvə anlayışı daxil edək. **Qüvvə** bir cismin digərinə təsirini xarakterizə edən vektori kəmiyyətdir. Əgər qüvvənin modulu F, fəzada istiqaməti və tətbiq nöqtəsi verilmişsə qüvvə $\vec{F}$ tam verilmişdir.

Mexaniki təsir həm cisimlərin birbaşa kontaktı zamanı (məsələn, zərbə, sürtünmə, cisimlərin bir-birinə təsiri və s), həm də bir birindən aralanmış cisimlər arasında, qravitasiya və ya elektromaqnit sahələrinin vasitəsi ilə həyata keçirilə bilər. Maddi nöqtə üçün aşağıdakı doğrudur: **qüvvənin yaratdığı təcil maddi nöqtənin kütləsi ilə tərs mütənasibdir, yəni**

$$\vec{a} = \vec{F} / m \tag{3.1}$$

Bu tənlik maddi nöqtənin hərəkət tənliyi adlanır. Bu ifadə cismin irəliləmə hərəkəti zamanı da doğrudur. Belə ki, bu zaman cismin bütün nöqtələrinin təcili eyni olub $\vec{a}$-ya bərabər olacaqdır.

Klassik mexanikada maddi nöqtənin kütləsi sürətdən asılı deyil, təcili isə $\vec{a} = d\vec{V} / dt$, burada $\vec{V}$ -sürətdir. Buna görə də (3.1) tənliyini aşağıdakı şəkildə də yaza bilərik

downloaded from KitabYurdu.org

$$d\left(m\vec{V}\right)/dt = \vec{F} \qquad (3.2)$$

və ya

$$d\vec{p}/dt = \vec{F} \qquad (3.3)$$

burada

$$\vec{p} = m\vec{V} \qquad (3.4)$$

-maddi nöqtənin impulsudur.

(3.3) formasında yazılmış tənlik təsdiq edir ki, **maddi nöqtənin impulsunun dəyişmə sürəti ona təsir edən qüvvəyə bərabərdir.**

Bu müddəa Nyutonun ikinci qanunu, ona uyğun (3.3) tənliyi isə **hərəkət tənliyi** adlanır. (3.3) tənliyi qüvvənin kəmiyyətcə təyinini verir: $\vec{F} = d\vec{p}/dt$. (3.3) formasında yazılmış Nyutonun ikinci qanunu klassik mexanikada səbəbiyyət prinsipini ifadə edir. Bu ifadə zaman keçdikcə hərəkət halının və maddi nöqtənin vəziyyətinin dəyişməsi ilə ona təsir edən qüvvə arasında birqiymətli əlaqə yaradır. Bu qanun imkan verir ki, maddi nöqtənin başlanğıc halını (zamanın başlanğıc anında onun koordinatını və sürətini) və ona təsir edən qüvvəni bilərək istənilən sonrakı zaman anında maddi nöqtənin halını təyin edək.

(3.2) və (3.3) tənliklərindən görünür ki, $\vec{F} = 0$ olduqda (yəni cismə digər cisimlər tərəfindən təsir olmadıqda) təcil $\vec{a} = 0$ olur, yəni, cisim düzxətli və bərabərsürətli hərəkət edir (və ya xüsusi halda sükunətdə qalır). Qeyd edək ki, Qalileyə qədər hesab edirdilər ki, təsir sürətin dəyişməsinin (yəni təcilin) deyil, sürətin özünün səbəbidir. Beləliklə, Nyutonun 1-ci qanunu ikinci qanununun xüsusi halı kimi alınır. Buna baxmayaraq, 1-ci qanun ikincidən asılı olmayaraq ifadə edilir. Belə ki, o təbiətdə inersial hesablama sisteminin mövcud olmasını təsdiq edir. (3.1)-dan alınır ki, $F = ma$. BS-də qüvvə vahidi olaraq Nyuton qəbul edilmişdir: 1N=1kqm/san^2

downloaded from KitabYurdu.org

6. Nyutonun üçüncü qanunu. Cismlərin bir birinə təsiri həmişə qarşılıqlı xarakter daşıyır. Əgər 2 cismi 1 cisminə $\vec{F}_{12}$ qüvvəsi ilə təsir edirsə, onda 1 cismi 2 cisminə $\vec{F}_{21}$ qüvvəsi ilə təsir edir.

Nyutonun üçüncü qanunu təsdiq edir ki, **iki maddi nöqtənin qarşılıqlı təsir qüvvəsi modulca bərabər, istiqamətcə əks olub bu maddi nöqtələri birləşdirən düz xətt boyunca yönəlmişlər.**

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \tag{3.5}$$

Beləliklə, qüvvələr həmişə cüt yaranır, müxtəlif cismlərə tətbiq edilmişlər və buna görə də bir birini tarazlaşdıra bilmirlər.

7. Nyuton qanunlarının müasir təfsiri (interpretasiyası). Əvvəllər fizikada belə bir təsəvvür mövcud idi ki, qarşılıqlı təsir uzağatəsir xarakteri daşıyır. Cisimlərin bir-birinə təsirinin ötürülməsi ani baş verir və boş fəza bu ötürülmədə iştirak etmir. Lakin, elektromaqnit sahəsi kəşf və tədqiq edildikdən sonra uzağatəsir konsepsiyasının həqiqətə uyğun gəlmədiyi qəbul edildi. Yeni yaxınatəsir konsepsiyası meydana gəldi. Bu konsepsiyaya görə cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir fəzada kəsilməz paylanan bu və ya digər sahə (məsələn, cazibə- cazibə sahəsi vasitəsi ilə) vasitəsi ilə həyata keçirilir. 19-cu əsrdə elmdə elektromaqnit qarşılıqlı təsirinin ötürücüsü olaraq efir qəbul edilirdi. Əvvəllər efir elastiki cismə oxşar mexaniki mühit kimi başa düşülürdü. Lakin mexaniki efir hipotezi böyük çətinliklə qarşılaşdı. Uzun müddət ərzində riyaziyyatçılar və fiziklər efir probleminin həllinə öz töhvələrini verməyə çalışdılar. Cisimlərin hərəkətində efirin iştirakı məsələsi həll edilməmiş qaldı. Efir problemi fundamental xarakter aldı. Nisbilik nəzəriyyəsinə görə istənilən qarşılıqlı təsirin ötürülməsinin sonlu sürəti mövcuddur-bu işığın vakuumdakı sürətidir. Bu da adi fəza-zaman təsəvvürlərinin kökündən dəyişməsini zəruri edir. Nyutonun cazibə qanunu cazibənin ani

downloaded from KitabYurdu.org

yayılmasını fərz edir və buna görə də xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi ilə uyğun gəlmir. Cazibə sahəsinin ən mühüm xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, cazibə müxtəlif cisimlərə eyni cür təsir göstərərək eyni təcil verir. Bu, ətalət və qravitasiya kütlələrinin bərabərliyi faktı kimi ifadə edilə bilər.

8. Klassik mexanikanın tətbiq olunma hüdudları. 1. Müəyyən edilmişdir ki, Nyuton mexanikası yalnız işıq sürətindən çox-çox kiçik (υ<<c burada $c = 3 \cdot 10^8 m/san$-işığın vakuumda sürətidir) sürətlə hərəkət edən makroskopik cisimlər üçün (yəni atom və molekullarla müqayisədə böyük) doğrudur.

2. Klassik mexanikanın tətbiq olunmasına hüdud qoyan digər məsələ onun mikroaləm hadısələrinin təsvirinə tətbiq edilə bilməməsi ilə əlaqədardır. Bu mexanika güclü qravitasiya sahələrində və elementar zərrəciklərin hərəkətinin izahı zamanı doğru deyil. Klassik mexanikada istənilən zaman anında hissəciyin hərəkət halı, vəziyyəti (birölçülü hərəkətdə x koordinatı) və sürəti (və ya impulsu) ilə xarakterizə olunur. Kvant mexanikasında isə, istənilən zaman anında hissəciyin halını bu zaman anında onun koordinatlarının və impulsunun dəqiq qiymətləri ilə xarakterizə etmək olmaz. Koordinatın və impulsun eyni zamanda təyin olunmasındakı qeyri-müəyyənlik bir biri ilə $\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$ münasibətlə əlaqədardır. Bu ifadə göstərir ki, hissəciyin koordinatı və impulsu eyni zamanda eyni dəqiqliklə təyin edilə bilməz. Bu zərrəciyin təbiətindən irəli gəlir. Onların hərəkət halı klasssik mexanika qanunları ilə təsvir edilə bilməz. Hissəciklər özlərini klassik mexanikadakı maddi nöqtəyə nisbətən daha mürəkkəb aparırlar. Kəsilməz trayektoriya üzrə hərəkətin klassik təsviri təbiət qanunlarına təqribən uyğundur. Onun tətbiq olunma sərhəddi yuxardakı ifadə ilə təyin edilir.

9. Uyğunluq prinsipi kvant və klassik mexanika arasındakı kəskin fərqi aradan qaldırır və təbiətdəki hadisələr arasında kəskin sərhəddin olmadığı kimi təbiət hadisələrinin

downloaded from KitabYurdu.org

nəzəri təsviri arasında da kəskin fərqin olmadığını bir daha nümayiş etdirir. Kvant mexanikası klassik Nyuton mexanikasını nə ləğv etmir nə də əvəz etmir, sadəcə hadisələrin mikroaləm masştabına keçiddə sərhəd halını təsvir edir.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZİRƏ 4

Mexanikada saxlanma qanunları

1. İmpulsun saxlanma qanunu. Baxılması üçün ayrılmış cisimlərin çoxluğu mexaniki sistem adlanır. Cisimlər sistemi həm öz aralarında, həm də sistemə daxil olmayan digər cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə ola bilərlər. Buna uyğun olaraq cisimlər sisteminə təsir edən qüvvələri daxili və xarici qüvvələr olmaqla iki yerə bölürlər. Sistemə daxil olan cismə sistemin digər cisimlərinin etdiyi təsir qüvvələri **daxili qüvvələr, s**istemə daxil olan cismə sistemə daxil olmayan cisimlərin etdiyi təsir qüvvələri **xarici qüvvələr** adlanır. **Xarici qüvvələrin təsir etmədiyi sistem qapalı sistem adlanır.** 1918-ci ildə alman fiziki və riyaziyatçısı Emmi Neter aşağıdakı məzmunda belə bir fundemental teorem isbat etdi: **Fəza və zamanın hər bir simmetriya xassəsinə müəyyən saxlanma qanunu uyğundur.** Uyğun olaraq üç saxlanma qanunu ifadə edilir. Belə ki, qapalı sistem üçün üç fiziki kəmiyyət: impuls, enerji və impuls momenti sabit qalır.

n maddi nöqtədən ibarət sistemə baxaq. i-ci maddi nöqtəyə k-cı maddi nöqtə tərəfindən təsir edən qüvvəni $\vec{F}_{ik}$ ilə işarə edək (deməli $\vec{F}_{ik}$ daxili qüvvədir). $\vec{F}_i$ ilə i-ci maddi nöqtəyə təsir edən bütün xarici qüvvələrin əvəzləyicisini işarə edək. Onda Nyutonun ikinci qanununa görə

$$d\vec{p}/dt = \vec{F} \tag{4.1}$$

olduğundan

$$\begin{aligned} &d\vec{p}_1/dt = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \ldots\ldots + \vec{F}_{1n} + \vec{F}_1 \\ &d\vec{p}_2/dt = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \ldots\ldots + \vec{F}_{2n} + \vec{F}_2 \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ &d\vec{p}_n/dt = \vec{F}_{n1} + \vec{F}_{n2} + \ldots\ldots + \vec{F}_{n,n-1} + \vec{F}_n \end{aligned} \tag{4.2}$$

downloaded from KitabYurdu.org

Bütün bu tənlikləri toplayaq:

$$\frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n}\vec{p}_i = \left(\vec{F}_{12}+\vec{F}_{21}\right)+\left(\vec{F}_{13}+\vec{F}_{31}\right)+\ldots+\left(\vec{F}_{1n}+\vec{F}_{n1}\right)+\ldots$$
$$+\left(\vec{F}_{n-1,n}+\vec{F}_{n,n-1}\right)+\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i \qquad (4.3)$$

Nyutonun üçüncü $\left(\vec{F}_{ik}=-\vec{F}_{ki}\right)$ qanununa görə mötərizələrin hər biri sıfra bərabərdir. Beləliklə, cisimlər sisteminə təsir edən daxili qüvvələrin cəmi həmişə sıfıra bərabərdir, yəni

$$\sum_{\substack{i,k=1\\ i\neq k}}^{n}\vec{F}_{ik}=0 \qquad (4.4)$$

Bunu nəzərə almaqla (4.3)-dən alarıq

$$\frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n}\vec{p}_i=\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i \qquad (4.5)$$

Sistemin impulsu anlayışını daxil edək

$$\vec{P}=\sum_{i=1}^{n}\vec{p}_i \qquad (4.6)$$

Bunu nəzərə almaqla (4.5)-dən alaraq

$$d\vec{P}/dt=\vec{F}_{xarici} \qquad (4.7)$$

burada $\vec{F}_{xarici}=\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i$. Beləliklə, **sistemin impulsunun zamana görə törəməsi cisimlər sisteminə təsir edən xarici qüvvələrin həndəsi cəminə bərabərdir.**

Əgər $\vec{F}_{xarici}=0$, olarsa

$$\vec{P}=const \qquad (4.8)$$

Beləliklə, əgər sistemə təsir edən xarici qüvvələrin həndəsi cəmi sıfra bərabərdirsə, onda sistemin impulsu saxlanılır, yəni

downloaded from KitabYurdu.org

zaman keçdikcə dəyişmir. Xüsusi halda, sistem qapalı olduqda da bu nəticə doğrudur:

$$\vec{P} = const \tag{4.9}$$

Qapalı sistemin impulsu saxlanılır. $\vec{P} = const$ ifadəsi heç bir istisnasız təbiətin fundamental qanunu olan **impulsun saxlanması qanununu** göstərir. Geniş anlamda impulsun saxlanması qanununa Nyuton qanunlarının nəticəsi kimi baxıla bilməz.

İmpulsun saxlanması qanununun əsasını fəzanın bircinsliyi təşkil edir. Fəzanın bircinsliyi göstərir ki, əgər qapalı sistemi bir yerdən digər yerə aparsaq və bu zaman ondakı bütün cisimləri əvvəlki vəziyyətlərindəki şəraitdə saxlasaq, bu sonrakı hadisələrin gedişində öz əksini tapmayacaq.

2. Kütlə mərkəzi və onun hərəkət qanunları. Dinamikada maddi nöqtələr sisteminin kütlə mərkəzi anlayışından geniş istifadə edilir. Kütlə mərkəzinin vəziyyəti radius-vektorla təyin edilir

$$\vec{r}_s = \left(m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + \ldots + m_n\vec{r}_n\right)/\left(m_1 + m_2 + \ldots + m_n\right) = \left(1/m\right)\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r}_i \tag{4.10}$$

burada m_i i-ci maddi nöqtənin kütləsi, $\vec{r}_i$ - bu nöqtənin vəziyyətini göstərən radius-vektor, $m = \sum\limits_{i-1}^{n} m_i$ - sistemin ümumi kütləsidir.

Qeyd edək ki, ağırlıq qüvvəsinin bircins sahəsində kütlə mərkəzi sistemin ağırlıq mərkəzi ilə üst-üstə düşür. Kütlə mərkəzinin sürəti

$$\vec{V}_s = \frac{d\vec{r}_s}{dt} = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{n} m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{V}_i = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i = \frac{\vec{P}}{m} \tag{4.11}$$

burada $\vec{P} = \sum\limits_{i=1}^{n} \vec{p}_i$ sistemin impulsudur. (4.11)-ə görə sistemin impulsu

downloaded from KitabYurdu.org

$$\vec{P} = m\vec{V}_s \qquad (4.12)$$

(4.12)–ni (4.7)-də nəzərə alsaq kütlə mərkəzinin hərəkət tənliyini alarıq

$$d\left(m\vec{V}_s\right)/\,dt = \vec{F}_{xarici} \qquad (4.13)$$

Beləliklə, kütlə mərkəzi, cisimlər sisteminə tətbiq edilmiş bütün xarici qüvvələrin əvəzləyicisinin təsiri altında sistemin kütləsinə bərabər kütləli maddi nöqtə kimi hərəkət edəcəkdir.

Qapalı sistem üçün $\vec{F}_{xarici} = 0$ və beləliklə

$$\vec{V}_s = const \qquad (4.14)$$

Bu o deməkdir ki, **qapalı sistemin kütlə mərkəzi ya düzxətli və bərabərsürətli hərəkət edəcək ya da sükunətdə qalacaq.**

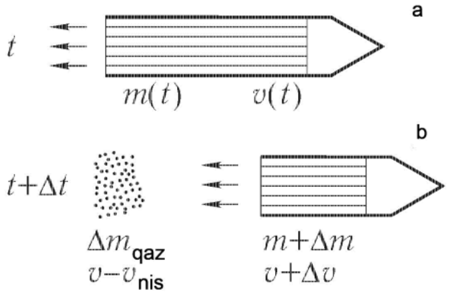
Kütlə mərkəzi hansı hesablama sisteminə nisbətən sükunətdədirsə o kütlə mərkəzi sistemi adlanır. Bu sistem inersial sistemdir.

3. Reaktiv hərəkət. Bir sıra hallarda maddi nöqtənin hərəkətinin trayektoriya və zaman xarakteristikalarını Nyutonun ikinci qanunu olmadan da müəyyən etmək olar. Buna, cismin ümumi kütləsinin müəyyən hissəsinin hər hansı istiqamətdə atılması hesabına həyata keçirilən **reaktiv hərəkəti** misal göstərə bilərik. Məsələn, kosmik gəmilər, raketlər və reaktiv mərmilər belə hərəkət edirlər.

Yerin və digər planetlərin təsirinin nəzərə alınmadığı uzaq kosmosda raketin ən sadə hərəkətinə baxaq. Hərəkət haqqında hər bir məsələnin həlli hesablama sisteminin seçilməsindən başlayır. Günəşlə və ya hər hansı ulduzla bağlı inersial hesablama sistemi seçək. Şəkil 4.1.a-da müəyyən t anında tam kütləsi m(t), dekart koordinat sistemində x oxunun müsbət istiqaməti boyunca yönəlmiş sürəti v(t) olan raketin sxematik təsviri göstərilmişdir. Fərz edilir ki, yanacaq (yanan qaz şəklində) raketin arxa hissəsindən elə atılır ki, raket və atılan yanacaq x oxu ilə üst-üstə düşən bir düz xətt boyunca hərəkət edirlər. Yanacağın raketin korpusundan atılma sürəti v_{nis}

downloaded from KitabYurdu.org

raketin konstruksiya xüsusiyyətləri ilə təyin edildiyindən və yanacağın tipindən, soplonın formasından, yanacağın soploda yanma temperaturundan asılı olduğu üçün onu məlum hesab edəcək və fərz edəcəyik ki, uçuş zamanı bu sürət v_{nis} sabit qalır. Məqsədimiz raketin hərəkət qanunu, onun sürətinin və tam kütləsinin dəyişmə qanununu tapmaqdır. Fərz edək ki, qurğu elə konstruksiya edilib ki, uçuş zamanı dayanıqlı hərəkət edir və ona maddi nöqtə kimi baxmaq olar. Belə olduqda bu hərəkətə impulsun saxlanma qanununu tətbiq edə bilərik. Digər cisimlərin təsirini nəzərə almasaq atılan yanacaq və raket qapalı sistem təşkil edirlər. Bu cür sistemin tam impulsu zamana görə dəyişmir. Fərz edək ki, Δt müddətində kütlə və sürət Δm (Δm kəmiyyəti mənfidir) və Δv artımı almışlar (bax şəkil 4.1.b.).



Şəkil 4.1

İmpulsun saxlanma qanununa görə raketin və yanacağın yekun impulsu t və t+Δt zaman anlarında eynidir, yəni

$$mv=(m+\Delta m)(v+\Delta v) + \Delta m_{qaz}v_{qaz} \quad (4.15)$$

Əgər Δt zaman fasiləsi və onunla birlikdə Δm və Δv artımları sıfıra yaxınlaşsa, Δm·Δv hasilinin digər hədlərlə müqayisədə kiçik olduğu, həmçinin kütlə saxlanıldığı üçün ($\Delta m + \Delta m_{qaz} = 0$) (4.15) ifadəsi aşağıdakı şəkili alar:

downloaded from KitabYurdu.org

$$d\upsilon = -\upsilon_{nis}\frac{dm}{m} \tag{4.16}$$

Bu ifadə sonsuz kiçik kəmiyyətlər arasındakı əlaqəni göstərir. Raketin ölçülə bilən sonlu sürəti və kütləsi arasındakı əlaqəni almaq üçün bərabərliyin sağ və sol tərəfini inteqrallamaq lazımdır.

$$\int d\upsilon = -\upsilon_{nis}\int\frac{dm}{m}$$

Inteqrallama qaydasından istifadə etsək alarıq

$$\upsilon = -\upsilon_{nis}\ln m + C$$

C inteqral sabiti başlanğıc şərtlərlə təyin edilir. Fərz edək ki, başlanğıc anda raketin sürəti sıfır, kütləsi isə m_0 bərabərdir. Onda

$$0 = -\upsilon_{nis}\ln m_0 + C$$

Burada $C = \upsilon_{nis}\ln m_0$. Beləliklə,

$$\upsilon = \upsilon_{nis}\ln(m/m_0) \text{ və ya } m_0/m = \exp(\upsilon/\upsilon_{nis}) \tag{4.17}$$

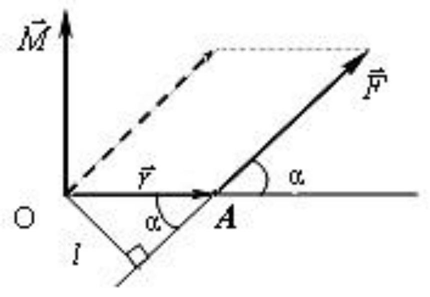
Bu ifadə **Siolkovski düsturu** adlanır. Siolkovski ifadəsi raketə müəyyən v sürəti vermək üçün lazım olan yanacaq ehtiyatını hesablamağa imkan verir. Müasir raket qurğularında v_{nis}=2 km/san olduğunu nəzərə alsaq raketin v=8 km/san sürət alması üçün m_0/m=54,6 olmalıdır. Bu da o deməkdir ki, raketin kütləsinin təxminən 98% -i yanacağa sərf olunur.

4. Qüvvə momenti və impuls momenti. Fərz edək ki, O nöqtəsi inersial hesablama sistemində hər hansı hərəkətsiz nöqtədir. Bu nöqtədən $\vec{F}$ qüvvəsinin A tətbiq nöqtəsinə çəkilmiş radius-vektoru $\vec{r}$ ilə işarə edək (şəkil 4.2). $\vec{r}$ radius vektorunun $\vec{F}$ qüvvəsinə vektori hasili $\vec{F}$ qüvvəsinin O nöqtəsinə nəzərən **momenti** adlanır:

$$\vec{M} = \vec{r}\times\vec{F},\ \ M = rF\sin\alpha \tag{4.18}$$

downloaded from KitabYurdu.org

α - $\vec{r}$ və $\vec{F}$ vektorları arasındakı bucaqdır; $\vec{M}$ -in istiqaməti elə seçilir ki, $\vec{r}$, $\vec{F}$, $\vec{M}$ vektorlarının ardıcıllğı sağ vint sistemini əmələ gətirsinlər, yəni $\vec{M}$ vektoru boyunca baxdıqda (4.18) ifadəsində birinci vuruqdan ikinci vuruğa ən qısa yolla dönmə saat əqrəbi boyunca həyata keçirilir. Beləliklə, dəstəyi $\vec{r}$ -dən $\vec{F}$ -ə doğru ən qısa yolla fırlanan sağ burğunun irəliləmə hərəkəti $\vec{M}$ -in istiqaməti ilə üst-üstə düşür.



Şəkil 4.2

Bir neçə qüvvənin sükunətdə olan nöqtəyə nəzərən $\vec{M}$ momenti bu qüvvələrin həmin nöqtəyə nəzərən momentlərinin vektori cəmidir

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^{n} \vec{r}_i \times \vec{F}_i \qquad (4.19)$$

Iki qiymətcə bərabər, əks istiqamətlərə yönəlmiş, paralel $\vec{F}_1$ və $\vec{F}_2$ qüvvələr halına baxaq. Bu cür qüvvələr **cüt qüvvələr** əmələ gətirirlər. Bu halda

$$\vec{M} = \vec{r}_1 \times \vec{F}_1 + \vec{r}_2 \times \vec{F}_2 = \left(\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right) \times \vec{F}_1 = \left(\vec{r}_2 - \vec{r}_1\right) \times \vec{F}_2$$

yəni, cüt qüvvənin momenti, bu qüvvələrdən birinin digərinin tətbiq nöqtəsinə nəzərən momentinə bərabərdir. Aydındır ki, cüt qüvvənin momenti O nöqtəsinin seçilməsindən asılı deyil. Xüsusi halda, əgər qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks yönəlmiş $\vec{F}_1$ və $\vec{F}_2$ qüvvələri eyni bir düz xətt boyunca yönəlmişlərsə,

downloaded from KitabYurdu.org

onda onlar $\vec{r}_2 - \vec{r}_1$ vektoru ilə kollineardırlar və buna görə də bu cür cüt qüvvələrin momenti sıfra bərabərdir.

$\vec{r}$ radius vektorun $\vec{p}$ impulsuna vektori hasili maddi nöqtənin O nöqtəsinə nəzərən **impuls momenti** adlanır:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \tag{4.20}$$

n maddi nöqtədən ibarət sistemin ixtiyarı O nöqtəsinə nəzərən impuls momenti, bu maddi nöqtələrin həmin ixtiyarı nöqtəyə nəzərən impuls momentlərinin vektori cəminə bərabərdir:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^{n} \vec{r}_i \times \vec{p}_i \tag{4.21}$$

5. Momentlər tənliyi. Fərz edək ki, O nöqtəsi hərəkətsizdir. Bir maddi nöqtə halında (4.20)-ni differesiallayaraq alarıq

$$d\vec{L}/dt = \left(d\vec{r}/dt\right) \times \vec{p} + \vec{r} \times \left(d\vec{p}/dt\right).$$

O nöqtəsi hərəkətsiz olduqda $\vec{V}$ vektoru $d\vec{r}/dt$-ə bərabər olub $\vec{p}$-yə paraleldir və buna görə də $\left(d\vec{r}/dt\right) \times \vec{p} = 0$. Bundan əlavə $d\vec{p}/dt = \vec{F}$. Beləliklə,

$$d\vec{L}/dt = \vec{M} \tag{4.22}$$

Bu bir maddi nöqtə üçün **momentlər tənliyidir**. Onu maddi nöqtələr sisteminə də aid etmək olar. Bunun üçün (4.22) tənliyini mexaniki sistemin hər bir nöqtəsi üçün yazaq. M- dedikdə ona təsir edən bütün, həm daxili, həm də xarici qüvvələrin momentləri başa düşülür. Sonra bu tənlikləri toplayaq. Daxili qüvvələr sistemə cüt cüt daxil olur, həmçinin $\vec{F}_{ik} = -\vec{F}_{ki}$ (burada $\vec{F}_{ik}$ - k-cı maddi nöqtənin i-ci nöqtəyə təsir qüvvəsidir). Bundan əlavə bu $\vec{F}_{ik}$ və $\vec{F}_{ki}$ qüvvələri bir düz xətt boyunca təsir edirlər. Bu cür iki qüvvənin momenti, deməli bütün daxili qüvvələrin momentləri sıfra bərabərdir. Nəticədə maddi nöqtələr sistemi üçün yenə (4.22) formasında momentlər

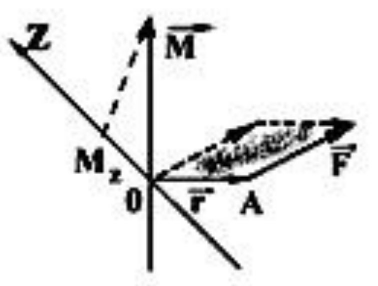
downloaded from KitabYurdu.org

tənliyi alınacaq. Lakin burada $\vec{L}$ (4.21) ifadəsi ilə, $\vec{M}$ isə (4.19) ifadəsi ilə təyin ediləcək

$$d\vec{L}/dt = \vec{M}_{xarici} \quad (4.23)$$

Mexaniki sistemin oxa nəzərən qüvvə momenti, baxılan ox üzərində seçilmiş (şəkil 4.3) ixtiyarı nöqtəyə nisbətən sistemin qüvvə momenti vektorunun bu oxa nəzərən proyeksiyasına deyilir. Uyğun olaraq oxa nəzərən impuls momenti, verilmiş ox üzərindəki ixtiyarı nöqtəyə nəzərən impuls momenti vektorunun bu oxa proyeksiyasına deyilir. Isbat etmək olar ki, ox üzərində nöqtənin seçilməsi $\vec{L}$ və $\vec{M}$ momentlərinin qiymətinə təsir etsə də, momentlərin bu oxa proyeksiyalarının uyğun qiymətinə təsir etmir. Əgər düzbucaqlı koordinat sistemindən istifadə etsək:

$$dL_x/dt = M_{x\,xarici};\; dL_y/dt = M_{y\,xarici};$$
$$dL_z/dt = M_{z\,xarici}; \quad (4.24)$$



Şəkil 4.3

6. Impuls momentinin saxlanması qanunu. Əgər sistem qapalıdırsa, yəni xarici qüvvələr yoxsa onda $\vec{M}_{xarici} = 0$ və beləliklə, (4.23)-ə əsasən $\vec{L}$ vektoru zamana görə dəyişmir, yəni $\vec{L} = const$. Buradan impuls momentinin saxlanılması

downloaded from KitabYurdu.org

qanunu alınır: **Qapalı sistemin maddi nöqtələrinin impuls momenti sabit qalır.**

Əgər xarici qüvvələrin momentlərinin cəmi sıfra bərabərdirsə onda qapalı olmayan sistemin impuls momenti də saxlanılır. Impuls momentinin saxlanılması qanununun əsasında fəzanın izotropluğu (yəni bütün istiqamətlərdə fəzanın xassələrinin eyniliyi) durur. Sistemin hissəciklərinin qarşılıqlı vəziyyətini və nisbi sürətini dəyişmədən qapalı sistemin döndərilməsi sistemin mexaniki xassələrini dəyişmir. Dönmədən sonra hissəciklərin hərəkəti dönmə baş vermədiyi halda olduğu kimi qalacaqdır.

Impulsun və enerjinin saxlanılması qanunu ilə yanaşı, impuls momentinin saxlanılması qanunu da fizikanın fundamental qanunlarından biridir. İmpuls momentinin saxlanılması qanununa mexanikanın teoremi kimi deyi, təcürbi faktların ümumiləşməsi olan müstəqil ümumfiziki prinsip kimi baxılmalıdır.

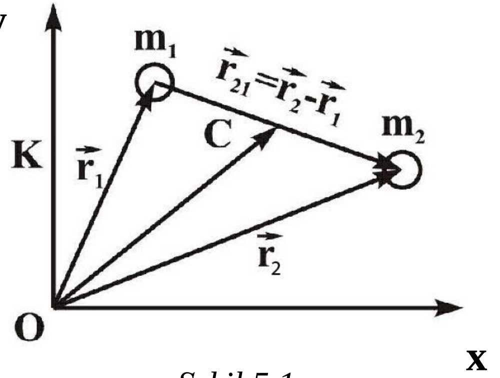
downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 5

Mərkəzi sahədə hərəkət. Konservativ və qeyri konservativ qüvvələr.

1. Mərkəzi sahədə hərəkət. İmpuls momentinin saxlanması qanunu qapalı sistem üçün ödənsə də onun tərkibinə daxil olan ayrı-ayrı zərrəciklər üçün ödənmir. Lakin qüvvə sahəsində hərəkət edən bir hissəcik üçün bu qanunun ödəndiyi hal mümkündür. Bunun üçün sahə mərkəzi sahə olmalıdır. Elə qüvvə sahəsini **mərkəzi sahə** adlandırırlar ki, hissəciyin potensial enerjisi yalnız sahənin mərkəzindən olan **r** məsafəsinin funksiyasıdır: U=U(r). Belə sahədə hissəciyə təsir edən qüvvə də yalnız **r** məsafəsindən asılıdır və fəzanın hər bir nöqtəsində sahənin mərkəzindən bu nöqtəyə çəkilmiş radius boyunca yönəlmişdir. Məsələni daha dərindən araşdırmaq üçün iki cisim məsələsinə baxaq. Bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olan iki cismin hərəkəti **iki cisim məsələsi** adlanır. Qoşa ulduzların, Yer-Ay, elektron-pozitron və s. sistemlərin hərəkətinin öyrənilməsi iki cisim məsələsidir. Tutaq ki, kütlələri bir-birinə yaxın olan iki cisim vardır. Seçilmiş *K* inersial sisteminə nəzərən onların fəzada vəziyyətini $\vec{r}_1$ və $\vec{r}_2$ radius vektorları ilə göstərək. Şəkil 5.1-dən görünür ki, cisimlər arasındakı məsafə $\vec{r}_{21}=\vec{r}_2-\vec{r}_1$ vektoru ilə təyin olunur. Onda birinci cismə ikinci cisim tərəfindən $G\frac{m_1m_2}{r_{21}^3}\vec{r}_{21}$, ikinci cismə birinci cisim tərəfindən $-G\frac{m_1m_2}{r_{21}^3}\vec{r}_{21}$ cazibə qüvvəsi təsir edəcəkdir.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 5.1

Nyutonun ikinci qanununa görə onların hərəkət tənliklərini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$m_1 \frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} = G\frac{m_1 m_2}{r_{21}^3}\vec{r}_{21}, \tag{5.1}$$

$$m_2 \frac{d^2\vec{r}_2}{dt^2} = -G\frac{m_1 m_2}{r_{21}^3}\vec{r}_{21}. \tag{5.2}$$

Məsələni daha asan yolla həll etmək üçün yuxarıda yazılmış hərəkət tənliklərindən birincini m_1-ə, ikincini m_2-yə bölüb, ikincidən birincini çıxaq:

$$\frac{d^2(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{dt^2} = -\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)G\frac{m_1 m_2}{r_{21}^3}\vec{r}_{21}.$$

Burada $\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}_{21}$ olduğunu nəzərə alaq, $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$ əvəzləməsini edək və tənliyi aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$\mu\frac{d^2\vec{r}_{21}}{dt^2} = -G\frac{m_1 m_2}{r_{21}^3}\vec{r}_{21}. \tag{5.3}$$

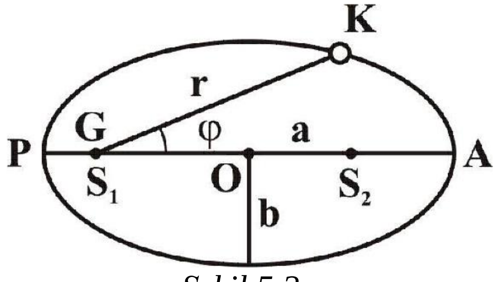
Alınan tənliyə yalnız bir məchul daxildir, yəni axırıncı ifadə bir cismin hərəkət tənliyidir. Beləliklə iki cisim məsələsi bir cisim məsələsinə gətirilmiş olur. Burada μ kəmiyyəti **gətirilmiş kütlə** adlanır. Onun ədədi qiyməti qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərin ən kiçiyinin kütləsindən kiçik olur. Bu isə o

downloaded from KitabYurdu.org

deməkdir ki, iki cisim məsələsində sistemin ətalətliliyi ayrı-ayrı cisimlərə nisbətən daha az olur.

2. Kepler qanunları. Kepler planetlərin hərəkətini öyrənərək aşağıdakı qanunları vermişdir:

1. Bütün planetlər fokuslarından birində Günəş yerləşən ellipslər üzrə hərəkət edirlər. Şəkil 5.2-də ixtiyari K planetinin ellips boyunca hərəkəti, S_1 və S_2 ellipsin fokusları, S_1 fokusunda G Günəş, a və b ellipsin yarımoxları, P və A planetin Günəşə ən yaxın (Periheliy) və ən uzaq (Aseliy) nöqtələri, r ilə planetin Günəşdən olan məsafəsi və φ ilə onun polyar bucağı göstərilmişdir.



Şəkil 5.2

Mərkəzi Günəşdə yerləşən sistemə nəzərən planetin trayektoriyası

$$r = \frac{P}{1+\varepsilon\cos\varphi} \tag{5.4}$$

tənliyi ilə ifadə olunur. Burada

$$P = \frac{L^2}{Gm^2M} \tag{5.5}$$

– ortbitin *parametri*,

$$\varepsilon = \sqrt{1+\frac{2EL^2}{m(GmM)^2}} \tag{5.6}$$

isə onun *eksentrisiteti* adlanır.

Şəkildən və trayektoriya tənliyindən görünür ki, planetin Günəşdən minimum ($\varphi = 0$) və maksimum ($\varphi = \pi$) məsafələr

downloaded from KitabYurdu.org

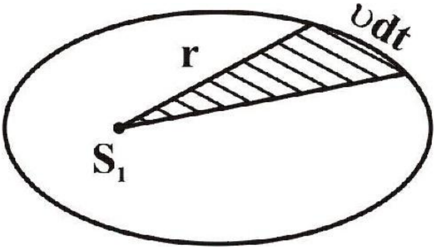
$$r_{\min} = \frac{P}{1+\varepsilon} \text{ və } r_{\max} = \frac{P}{1-\varepsilon}, \tag{5.7}$$

yarımoxlar isə

$$a = \frac{GmM}{2|E|} \text{ və } b = \frac{1}{\sqrt{2m|E|}}$$

düsturları ilə hesablanır. Burada *m* və *M*- uyğun olaraq planetin və Günəşin kütləsi, *E* və *L*– isə planetin tam enerjisi və impuls momenti, *G* – isə qravitasiya sabitidir.

2. Planetin radius-vektoru bərabər zamanlarda eyni sahələr cızır. Şəkil 5.3-də *r* radius vektorunun *dt* müddətində cızdığı sahə göstərilmişdir. Bu sahəni təqribi olaraq üçbucaq kimi qəbul etmək olar. Onun hündürlüyü *r*, oturacağı isə planetin υ sürətilə *dt* müddətində getdiyi yoldur.



Şəkil 5.3

Onda üçbucağın sahəsi $dS = \frac{1}{2}\upsilon dt \cdot r$ olar. Bu ifadəni planetin kütləsinə vurub və bölək, $m\upsilon \cdot r$ hasilini impuls momenti *L* ilə işarə edək. Onda

$$dS = \frac{L}{2m}dt \text{ və ya } \frac{dS}{dt} = \frac{L}{2m} \tag{5.8}$$

alınar. Planetin kütləsi və impuls momenti sabit olduğundan $\frac{dS}{dt}$ də sabit olmalıdır. Beləliklə, isbat olunur ki, radius-vektorun bərabər zamanlarda cızdığı sahələr eyni olur.

3. Planetlərin Günəş ətrafında fırlanma periodlarının kvadratları nisbəti onların böyük yarımoxlarının kubları

downloaded from KitabYurdu.org

nisbətinə bərabərdir. Planet bir dövr etdikdə onun radius-vektoru tam ellips sahəsi cızır. Elementar sahəni inteqrallayaraq ellipsin sahəsini tapaq

$$S = \int_0^t \frac{L}{2m} dt = \frac{L}{2m} T$$

Bu sahə yarımoxlarla ifadə olunmuş $S = \pi ab$ sahəsinə bərabər olmalıdır, yəni $\frac{L}{2m} T = \pi ab$.

Yarımoxların Keplerin I qanununda verilmiş ifadələrini yerinə yazıb, alınan ifadəni sadələşdirsək

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM} \qquad (5.9)$$

alarıq. Göründüyü kimi sağ tərəf sabit kəmiyyətlərdir, deməli sol tərəf də bütün planetlər üçün sabit olmalıdır.

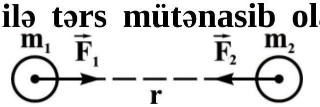
İlk yaxınlaşmada planetin trayektoriyasını çevrə qəbul etmək olar. Onda ellipsin yarımoxu çevrənin radiusu olacaqdır. Yəni bu halda planet mərkəzində Günəş yerləşən çevrə üzrə hərəkət edəcəkdir. Çevrə üzrə hərəkət edən planet üçün axırıncı düsturu

$$\frac{4\pi^2}{T^2} = \frac{GM}{r^3}$$

şəklində yazaq və hər tərəfi *mr* hasilinə vuraq, onda

$$m\frac{4\pi^2}{T^2} r = G\frac{mM}{r^2} \qquad (5.10)$$

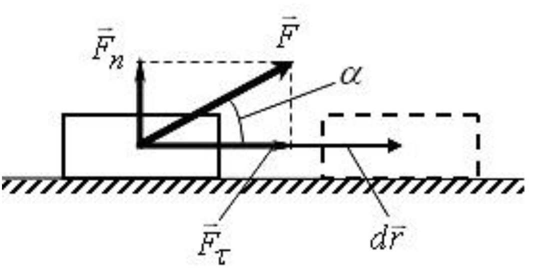
Bu ifadənin sol tərəfi mərkəzəqaçma qüvvəsi, sağ tərəfi isə planetlə Günəş arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi olub **cazibə qüvvəsi** adlanır. Nyuton bu qüvvəni ixtiyari maddi nöqtələrin qarşılıqlı təsiri üçün ümumiləşdirərək ümumdünya cazibə qanununu vermişdir: **kütlələri m_1 və m_2 olan iki maddi nöqtə onların kütlələri hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olan qüvvə ilə bir-birini cəzb edirlər.**



downloaded from KitabYurdu.org

$$\vec{F} = G\frac{m_1 m_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}\,. \qquad (5.11)$$

3. İş və güc. Müəyyən $\vec{F}$ qüvvəsinin təsiri altında cisim elementar $d\vec{r}$ yerdəyişməsi icra edirsə, onda deyirlər ki, qüvvə elementar $d\vec{A}$ işi görür (şəkil 5.4).



Şəkil 5.4

Qüvvə vektorunu iki toplanana ayırmaq olar, onlardan biri $\vec{F}_\tau$ istiqamətinə görə yerdəyişmə vektoru ilə üst-üstə düşür, digər $\vec{F}_n$ toplananı isə ona perpendikulyardır.

Aydındır ki, cisimi hərəkət etdirə bilən və beləliklə iş görə bilən toplanan $\vec{F}_\tau$-dır. Beləliklə, elementar iş

$$dA = F_\tau dr = F\cos\alpha dr \qquad (5.12)$$

burada α-elementar yerdəyişmə və qüvvə vektoru arasındakı bucaqdır.

Bir halda ki, iki vektorun skalyar hasili onların modullarının onlar arasındakı bucağın kosinusu hasilinə bərabərdir, onda

$$dA = Fdr\cos\alpha = \vec{F}d\vec{r} \qquad (5.13)$$

Hərəkətin bütün trayektoriyası boyunca işi təyin etmək üçün hər bir elementar hissədəki işi cəmləmək lazımdır

downloaded from KitabYurdu.org

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 \vec{F} d\vec{r} \qquad (5.14)$$

BS-də iş vahidi olaraq yerdəyişmə istiqamətində təsir edən bir nyuton qüvvənin bir metr yolda gördüyü iş qəbul edilmişdir. Bu vahid coul (C) adlanır $1C = 1N \cdot 1m$.

Vahid zamanda görülən iş güc adlanır:

$$P = dA/dt = \vec{F} d\vec{r} / dt = \vec{F}\vec{V} \qquad (5.15)$$

BS-də güc vahidi vatt (Vt) qəbul edilmişdir- bu elə gücdür ki, bir saniyədə bir coula bərabər iş görülsün, yəni 1Vt=1C/1san. Qeyd edək ki, texnikada bəzən 736 Vt bərabər olan və at qüvvəsi (a.q.) adlanan güc vahidindən istifadə edilir.

4. Kinetik enerji. $\vec{F}$ əvəzləyici qüvvəsinin təsiri altında hərəkət edən *m* kütləli maddi nöqtə üçün hərəkət tənliyini yazaq:

$$m d\vec{V} / dt = \vec{F} \qquad (5.16)$$

Bu bərabərliyin sağ və sol tərəfini nöqtənin elementar $d\vec{r} = \vec{V} dt$ yerdəyişməsinə skalyar olaraq vuraq, onda

$$m(d\vec{V} / dt)\vec{V} dt = \vec{F} d\vec{r} \qquad (5.17)$$

Bir halda ki, $\vec{V}\vec{V} = V^2$ onda asanlıqla göstərə bilərik ki, $\vec{V} d\vec{V} / dt = d(V^2 / 2) / dt.$ Axırıncı bərabərlikdən istifadə edərək və maddi nöqtənin kütləsinin sabit olduğunu nəzərə alaraq (5.17)-ni bu şəkildə yazaq $\left[d\left(mV^2 / 2\right)/ dt\right] = \vec{F} d\vec{r}$. Bu bərabərliyin hər tərəfini zərrəciyin trayektoriyası boyunca 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə qədər inteqrallasaq alarıq:

$$\int_1^2 \left[\mathrm{d}\left(\mathrm{m}\mathrm{V}^2 / 2\right)/ \mathrm{dt}\right] = \int_1^2 \vec{\mathrm{F}} \mathrm{d}\vec{\mathrm{r}}$$

Ibtidai funksiyanın təyininə əsasən və dəyişən qüvvənin işi üçün alarıq:

downloaded from KitabYurdu.org

$$m\left(V_2^2 - V_1^2\right)/2 = A_{12} \qquad W_K = mV^2/2 = p^2/2m \qquad (5.18)$$

kəmiyyəti maddi nöqtənin kinetik enerjisi adlanır. Beləliklə, aşağıdakı ifadəni alırıq

$$A_{12} = W_{K2} - W_{K1} \qquad (5.19)$$

Göründüyü kimi maddi nöqtəyə təsir edən bütün qüvvələrin əvəzləyicisinin işi bu zərrəciyin kinetik enerjisinin artmasına sərf olunur. Alınmış nəticəni çətinlik çəkmədən ixtiyari maddi nöqtələr sistemi halı üçün ümumiləşdirə bilərik.

Sistemin təşkil olunduğu maddi nöqtələrin kinetik enerjilərinin cəmi sistemin kinetik enerjisi adlanır:

$$W_K = \sum_{i=1}^{n} m_i V_i^2 / 2 .$$

(5.19) ifadəsini sistemin hər bir maddi nöqtəsi üçün yazaq, sonra isə onları toplayaq. Nəticədə yenə (5.19)-a analoji, lakin maddi nöqtələr sistemi üçün ifadə alarıq:

$$A_{12} = W_{K2} - W_{K1} \qquad (5.20)$$

burada W_{K1}və W_{K2} - sistemin kinetik enerjisi, A_{12} -isə maddi nöqtələr sisteminə təsir edən bütün qüvvələrin işinin cəmi kimi başa düşülməlidir. Beləliklə, belə bir teoremi isbat etmiş olduq: **maddi nöqtələr sisteminə təsir edən bütün qüvvələrin işi bu sistemin kinetik enerjisinin artımına bərabərdir.**

5. Konservativ və qeyri konservativ qüvvələr. Təcrübə göstərir ki, mərkəzi qüvvələrin gördüyü iş yolun formasından asılı olmur. Buradan belə nəticə çıxır ki, qapalı yolda bu qüvvələrin gördüyü iş sıfra bərabər olur. Bu xassələrə malik olan qüvvələr **konservativ qüvvələr**, onların sahəsi isə **potensial sahə** adlanır. Mexanikada rast gəlinən bütün qüvvələri konservativ və qeyri-konservativ qüvvələrə bölmək qəbul edilmişdir. Əgər maddi nöqtəyə təsir edən qüvvənin işi yalnız nöqtənin başlanğıc və son vəziyyətindən asılıdırsa belə qüvvə konservativ qüvvədir. Konservativ qüvvənin işi nə trayektoriyanın formasından, nə də maddi nöqtənin

downloaded from KitabYurdu.org

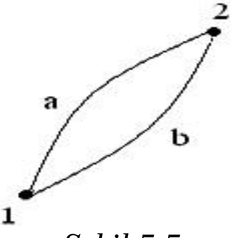
trayektoriya boyunca hərəkət qanunundan asılı deyil (şəkil 5.5):

$$A_{1a2} = A_{1b2} = A_{12}$$

Nöqtənin hərəkət istiqamətinin kiçik sahə boyunca əks istiqamətə dəyişməsi elementar işin işarəsinin dəyişməsinə səbəb olur $dA = \vec{F}d\vec{r}$ buradan, $A_{2b1} = -A_{1b2}$. Buna görə də konservativ qüvvənin qapalı $1a2b1$ trayektoriyası boyunca işi sıfra bərabər olacaqdır:

$$A_{1a2b1} = A_{1a2} + A_{2b1} =$$

$$= A_{1a2} - A_{1b2} = 0$$



Şəkil 5.5

1 və 2 nöqtələrini, həmçinin qapalı trayektoriyanın $1a2$ və $2b1$ hissələrini tamamilə ixtiyari seçmək olar.

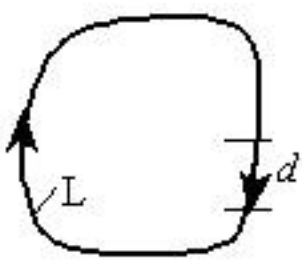
Beləliklə, konservativ qüvvənin ixtiyarı qapalı L trayektoriyası boyunca işi sıfra bərabərdir:

$$\oint_L \vec{F}d\vec{r} = 0 \text{ və ya } \oint_L \vec{F}d\vec{l} = 0 \tag{5.21}$$

Bu ifadədə inteqral işarəsindəki dairə göstərir ki, inteqrallama qapalı trayektoriya boyunca aparılır. Qapalı trayektoriyanı tez-tez qapalı L konturu adlandırırlar(şəkil 5.6)

Adətən, L konturu boyunca dolanma istiqaməti olaraq saat əqrəbinin hərəkət istiqaməti götürülür. Elementar yerdəyişmə vektorunun $d\vec{l} = d\vec{r}$ istiqaməti L konturunun dolanma istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Bu halda $\vec{F}$ **vektorunun qapalı L konturu boyunca sirkulyasiyası sıfra bərabərdir.**

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 5.6

Qeyd etmək lazımdır ki, cazibə və elastiki qüvvələr konservativ qüvvələrdir.

Konservativ olmayan bütün qüvvələr **qeyri konservativ qüvvələr** adlanır. Bunlara ilk növbədə **dissipativ qüvvələr** (məsələn, sürtünmə qüvvəsi, qaz və ya maye mühitində hərəkət zamanı yaranan müqavimət qüvvəsi) aiddir. Bu qüvvələr yalnız cismin konfiqurasiyasından deyil, onların nisbi sürətindən də asılıdır. Doğrudan da, bir halda ki, sürtünmə qüvvəsi yerdəyişmənin və ya sürətin əksinə yönəlmişdir, onda qapalı kontur boyunca dissipativ qüvvənin işi həmişə mənfidir və beləliklə sıfra bərabər deyil.

Qeyri konservativ qüvvələrin bir növü də **giroskopik qüvvələrdir**. Bu qüvvələr maddi nöqtənin sürətindən asılı olub, həmişə bu sürətə perpendikulyar yönəlmişdir. Bu cür qüvvələrin işi maddi nöqtənin istənilən hərəkətində o cümlədən, qapalı trayektoriya boyunca hərəkəti zamanı sıfra bərabərdir. Giroskopik qüvvələrin konservativ qüvvələrdən fərqi ondan ibarətdir ki, onlar yalnız maddi nöqtənin vəziyyəti ilə deyil, həm də nöqtənin sürəti ilə təyin edilir. Bu qüvvələrə yeganə misal olaraq Lorens qüvvəsini göstərə bilərik.

6. Konservativ və qeyri konservativ sistemlər. Konservativ sistemlər elə sistemlərdir ki, daxili qüvvələr yalnız konservativ, xarici qüvvələr isə konservativ və stasionar qüvvələrdir. **Konservativ sistem (**latınca conservo-saxlayıram**)** elə fiziki sistemdir ki, qeyri konservativ qüvvələrin işi sıfra

downloaded from KitabYurdu.org

bərabərdir və bu sistem üçün mexaniki enerjinin saxlanması qanunu doğrudur, yəni kinetik və potensial enerjilərin cəmi sabitdir. Konservativ sistemə misal olaraq günəş sistemini göstərmək olar. Yer şəraitində mexaniki enerjinin azalması və onun digər enerji formasına, məsələn, istiliyə keçməsinə səbəb olan müqavimət qüvvələri (sürtünmə, mühitin müqaviməti və s.) qaçılmaz olduğundan, konservativ sistem yalnız təqribi yaxınlaşma ilə mövcud ola bilər. Məsələn, havanın müqavimətini və asılma oxundakı sürtünməni nəzərə almasaq, rəqs edən riyazi rəqqası təqribən konservativ sistem hesab etmək olar. Konservativ sistemi, impulsun saxlanması qanununun ödəndiyi qapalı sistemlə qarışdırmaq olmaz, əgər daxili qüvvələr konservativ (potensial) qüvvələr deyilsə qapalı sistem ümumiyyətlə konservativ sistem ola bilməz. Öz növbəsində əgər konservativ sistemin hərəkəti konservativ sistemə daxil olmayan cisimlərin yaratdığı potensial qüvvənin sahəsində baş verirsə o qapalı olmaya da bilər, məsələn, Yerin cazibə sahəsində riyazi rəqqasın rəqsi.

7. Daxili enerji. Potensial enerjinin artmadan kinetik enerjinin azalması bir çox proseslərdə müşahidə olunur. Məsələn, sürtünmə qüvvəsinin təsir etdiyi qapalı sistemdə kinetik enerji ehtiyatı ketdikcə azalır və hərəkət dayanır. Bu cür hallarda mexaniki enerjinin itirilməsi müşahidə edilir. Makroskopik mexanika bu itkini formal olaraq enerjinin sistemdə təsir edən dissipativ qüvvələrə qarşı işə sərf olunma ilə izah edir. Lakin, bu cür izahat sırf formaldır və qeyri-fizikidir. Belə ki, o dissipativ qüvvələrin fiziki təbiətini tam açmır.

Makroskopik mexanika cisimlərin və onların makroskopik hissələrinin makroskopik hərəkətinin kinetik enerjisi və həmçinin potensial enerjisini nəzərə alır. O maddənin daxili atomar quruluşundan tamamilə yayınır. Zərbə, sürtünmə və digər analoji proseslərdə cismin görünən hərəkətinin kinetik enerjisi itmir. O yalnız maddənin atom və molekullarının

downloaded from KitabYurdu.org

görünməyən nizamsız hərəkətinin kinetik enerjisinə, həmçinin onların qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisinə çevrilir. Cismin enerjisinin bu hisssəsi **daxili enerji** adlanır. Atom və molekulların nizamsız hərəkəti hiss orqanlarımız tərəfindən **istilik** şəklində duyulur.

8. Mexaniki enerjinin saxlanma qanunu. Həm konservativ, həm də qeyri konservativ qüvvələrin təsir etdiyi *n* maddi nöqtədən ibarət sistemə baxaq. Sistemin bir konfiqurasiyadan digər konfiqurasiyaya yerdəyişməsi zamanı bu qüvvələrin gördüyü işi tapaq. Konservativ qüvvələrin işi sistemin W_p potensial enerjisinin azalması kimi göstərilə bilər:

$$A_{12konservativ} = W_{p1} - W_{p2}$$

Qeyri konservativ qüvvələrin işini A^* ilə işarə edək. Bütün qüvvələrin yekun işi sistemin W_K -kinetik enerjisinin artmasına sərf olunur, beləliklə

$$A_{12} = A_{12konservativ} + A^*_{12} = W_{p1} - W_{p2} + A^*_{12} = W_{K2} - W_{K1}$$

və ya

$$\left(W_{p2} + W_{K2}\right) - (W_{p1} + W_{K1}) = A^*_{12}$$

Kinetik və potensial enerjilərin cəmi sistemin E tam mexaniki enerjisini təşkil edir:

$$E = W_к + W_p \tag{5.22}$$

Beləliklə,

$$E_2 - E_1 = A^*_{12} \tag{5.23}$$

Aydındır ki, əgər sistemdə qeyri konservativ qüvvələr yoxdursa, yəni $A^*_{12} = 0$, onda tam mexaniki enerji sabit qalır (saxlanılır), yəni E = *const.* Bu teorem mexaniki enerjinin saxlanması qanunu adlanır, o təsdiq edir ki, **konservativ qüvvələrin təsiri altında olan maddi nöqtələr sisteminin tam mexaniki enerjisi sabit qalır.** Bu cür sistemdə yalnız potensial enerjinin kinetik enerjiyə və əksinə çevrilməsi baş

downloaded from KitabYurdu.org

verir, lakin sistemin enerji ehtiyatı dəyişə bilmir. Qeyri konservativ qüvvələr olduqda (məsələn, sürtünmə qüvvəsi, müqavimət qüvvəsi) sistemin mexaniki enerjisi saxlanılmır, o azalır ki, bu da onun qızmasına gətirir. Bu cür proses enerjinin dissipasiyası (səpilməsi) adlanır. Enerjinin dissipasiyasına səbəb olan qüvvələr dissipativ qüvvələrdir.

9. Enerjinin saxlanmasının ümumfiziki qanunu. Fizikada enerjinin saxlanması qanunu yalnız mexanikada baxılan hadısələrə deyil, istisnasız olaraq təbiətdə baş verən bütün proseslərə aid edilir. **Izolə edilmiş cisimlər sisteminin və sahələrin tam enerjisi həmişə sabit qalır; enerji yalnız bir formadan digərinə çevrilə bilər.**

Enerjinin saxlanması qanununun əsasında zamanın bircinsliyi, yəni bütün zaman anlarının eyni hüquqlu olması durur. Cismin koordinatı və sürətinin qiymətini dəyişmədən t_1 zaman anının t_2 zaman anı ilə əvəz edilməsi sistemin mexaniki xassələrini dəyişmir. Sistemin özünü aparması t_1 zaman anından başlayanda necədirsə, t_2 zaman anından başlayanda da elə olacaq.

Enerjinin saxlanmasının ümumfiziki qanunu mexanika tənliklərindən çıxarıla bilməz, ona çoxsaylı təcrübi faktların ümumiləşməsi kimi baxmaq lazımdır.

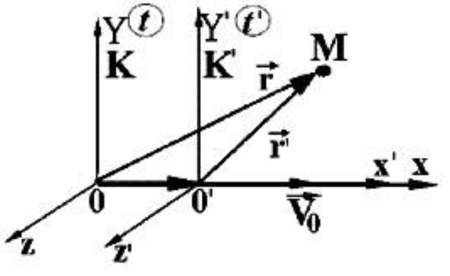
downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 6

Mexanikada nisbilik prinsipi

1. Qalileyin nisbilik prinsipi. Qaliley çevrilmələri. Çevrilmələrin invariantlığı. Fizika qanunları yalnız əvvəlki dərslərimizə baxdığımız fəza-zaman simmetriyasına görə deyil, ətalət hesablama sistemlərinə görə də invariantdır. Orta məktəbdən bizə məlumdur ki, fizika qanunları iki mühüm **fundemental** prinsipi - fəza zaman simmetriya prinsipini və nisbilik prinsipini ödəməlidir. Əgər hesablama sistemləri bir-birinə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edirsə və onlardan birində Nyutonun 1-ci qanunu doğrudursa, onda bu sistemlər **ətalət sistemlərdir**. Qaliley müəyyən etmişdir ki, **bütün ətalət (inersial) hesablama sistemlərində klassik mexanika qanunları eyni formaya malik olur.** Bu Qalileyin nisbilik prinsipinin mahiyyətini əks etdirir.

Onun isbatı üçün bir-birinə nəzərən OX oxu boyunca sabit $\vec{V}_0$ sürəti ilə hərəkət edən iki hesablama sisteminə baxaq (şəkil 6.1).



Şəkil 6.1

Onlardan birini K hərfi ilə işarə edək və hesab edək ki, o hərəkətsizdir, $\vec{V}_0$ sürəti ilə hərəkət edən digər sistemi isə K' ilə işarə edək. Fərz edək ki, $t=0$ başlanğıc zaman anında O ilə

downloaded from KitabYurdu.org

O' üst üstə düşür. Fərz edək ki, t anında hərəkət edən nöqtə M vəziyyətində yerləşir, onda

$$\vec{r} = \overrightarrow{OO'} + \vec{r}\,'$$

burada

$$\overrightarrow{OO'} = \vec{V}_0 t$$

Beləliklə,

$$\vec{r} = \vec{V}_0 t + \vec{r}\,', \quad t = t' \tag{6.1}$$

Bu ifadəni proyeksiyalarda yazaq

$$x = x' + V_0 t, \quad y = y', \quad z = z'; \; t = t' \tag{6.2}$$

Əks çevrilmələrin ifadələri bu şəkildə olacaq

$$\vec{r}\,' = \vec{r} - \vec{V}_0 t; \; t' = t; \tag{6.3}$$

$$x' = x - V_0 t, \; y' = y, \; z' = z; \quad t' = t \tag{6.4}$$

(6.2) və ya (6.4) ifadələri **Qalileyin koordinat çevrilmələri** adını daşıyır. Onlarda zaman mütləq hesab olunur və çevrilmirlər. (6.1)-(6.4) ifadələri yalnız klassik mexanika çərçivəsində, yəni $V << c$ olduqda doğrudur. (6.1)-i zamana görə differensiallasaq alarıq

$$d\vec{r}/dt = \vec{V}_0 + d\vec{r}\,'/dt \quad \text{və ya} \quad \vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{V}' \tag{6.5}$$

burada $\vec{V}$ - M nöqtəsinin K hasablama sistemində, $\vec{V}'$-isə K' hesablama sistemindəki sürətləridir.

Bu düstur **sürətlərin qeyri relyativistik toplanması qanununu** və ya klassik mexanikada (bu $\vec{V}_0$-ın sabit olmadığı halda da doğrudur) sürətlərin toplanması qaydasını ifadə edir.

$\vec{V}_0 = const$ qəbul edərək (6.5)-i differensiallasaq, alarıq

$$d\vec{V}/dt = d\vec{V}'/dt \quad \text{və ya} \quad \vec{a} = \vec{a}\,' \tag{6.6}$$

Beləliklə, hər iki inersial hesablama sistemində təcil eynidir və ya deyirlər ki, təcil Qaliley çevirmələrinə nəzərən invariantdır (dəyşmir, asılı deyil).

downloaded from KitabYurdu.org

Beləliklə, $m\vec{a}=\vec{F}$ hərəkət tənliyi bir inersial sistemindən digərinə keçdikdə dəyişmir. Deməli: **Nyuton mexanikasının tənlikləri Qaliley çevrilmələrinə nəzərən invariantdır.** Bu **Qalileyin nisbilik prinsipi** adını almışdır. Buradan belə bir nəticə alınır ki, verilmiş ətalət hesablama sistemi daxilində aparılan heç bir mexaniki təcrübə ilə müəyyən etmək olmaz ki, sistem sükunətdədir yoxsa düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir.

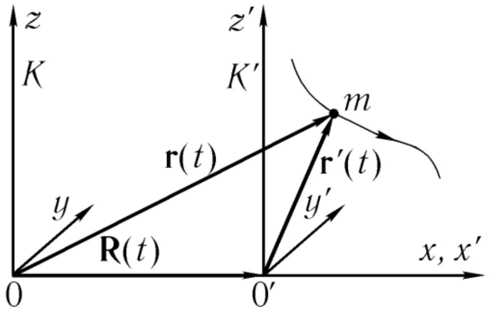
2. Qeyri ətalət hesablama sistemlərində hərəkət. İndi də mexanika qanunlarının qeyri ətalət hesablama sistemlərində necə ifadə olunduğunu araşdıraq. Bu məsələ mühüm praktiki əhəmiyyətə malikdir. Məsələn, Günəşlə bağlı hesablama sistemində, Yerin səthindəki hər hansı nöqtə Yerin öz oxu və Günəşin ətrafında fırlanma ilə əlaqədar olaraq mərkəzəqaçma təcilinə məruz qaldığından, Yerin səthi ilə bağlı olan hesablama sistemi qeyri ətalət hesablama sistemidir. Müəyyən şəraitdə bu qeyri ətalətliliyi nəzərə almamaq mümkün olsa da, bəzi praktiki məsələlərin həllində bu qeyri ətalətliliyi nəzərə almadan keçinmək olmaz. Belə ki, bir çox maşın və mexanizmlər reallıqda qeyri ətalət hesablama sistemlərində-təcillə hərəkət edən vaqonlarda, təyyarələrdə, kosmik gəmilərdə və s. işləyirlər.

Beləliklə, mexanikanın əsas qanunu olan Nyutonun ikinci qanununun ətalət hesablama sistemindən qeyri ətalət hesablama sisteminə keçid zamanı necə ifadə olunduğunu araşdıraq. Ayrılıqda iki hala baxacağıq: əvvəlcə qeyri ətalət sisteminin irəlləmə hərəkəti etdiyi sadə hala, sonra isə fırlanma hərəkəti edən hesablama sistemində mexanika qanunlarının formalarını necə dəyişdiyini müzakirə edək.

3. Qeyri ətalət hesablama sisteminin irəliləmə hərəkəti etdiyi hal. Ətalət qüvvələri. Gündəlik həyatımızda hər birimiz avtobusun və ya metro qatarının tormozlanması zamanı hansısa qüvvənin bizi qabağa itələməsini hiss etmişik. Bu qüvvənin mənşəyini anlamaq üçün iki hesablama sisteminə baxaq: K ətalət sistemi və ona nəzərən ümumi halda zamandan

downloaded from KitabYurdu.org

asılı olan $\vec{A}$ təcili ilə irəliləmə hərəkəti edən $K^{/}$ sistemi (şəkil 6.2).



Şəkil 6.2

Fərz edək ki, $\vec{r}$ və $\vec{r}'$ - m kütləli maddi nöqtənin uyğun olaraq ətalət və qeyri ətalət hesablama sistemlərində radius-vektorları, $\vec{R}(t)$ - isə $K^{/}$ hesablama sisteminin başlanğıcının K sisteminə nəzərən radius-vektorudur.

K ətalət hesablama sistemində maddi nöqtənin hərəkət tənliyi:

$$m\vec{a} = \vec{F}$$

burada $\vec{F}$ -baxılan maddi nöqtəyə digər cisimlər tərəfindən təsir edən yekun qüvvədir, $\vec{a} = d^2\vec{r}/dt^2$ - maddi nöqtənin ətalət sistemində təcilidir. K və $K^{/}$ sistemlərində maddi nöqtənin koordinatları və sürətləri bir biri ilə (6.1) və (6.5) ifadələri ilə əlaqədardırlar.

(6.5) bərabərliyinin hər iki tərəfini zamana görə bir də diferensiallasaq təcillər arasındakı əlaqəni alarıq

$$\vec{a} = \vec{A} + \vec{a}' \qquad (6.7)$$

burada $\vec{a}$ -mütləq təcil, $\vec{A}$ -(переносное) köçürülmüş təcil, $\vec{a}'$ - nisbi təcildir. $\vec{a}$ -üçün alınmış ifadəni Nyutonun ikinci qanununda yerinə qoyub onu aşağıdakı şəkildə yazaq

$$m\vec{a}' = \vec{F} - m\vec{A} \qquad (6.8)$$

downloaded from KitabYurdu.org

Göründüyü kimi qeyri ətalət hesablama sistemində hərəkət tənliyi ətalət sistemində Nyutonun ikinci qanunundan tənliyin sağ tərəfində $\vec{F}$ qüvvəsi ilə yanaşı əlavə -m$\vec{A}$ həddinin olması ilə fərqlənir. Əgər

$$-m\vec{A} = \vec{F}_{\text{ətalət}} \qquad (6.9)$$

işarələməsi daxil etsək, onda qeyri ətalət hesablama sistemində hərəkət tənliyi adət etdiyimiz şəkil alar

$$m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_{\text{ətalət}} \qquad (6.10)$$

Buradakı $\vec{F}_{\text{ətalət}}$ -əlavə həddi ***ətalət qüvvəsi***, daha dəqiq desək ***irəliləmə ətalət qüvvəsi*** adlanır.

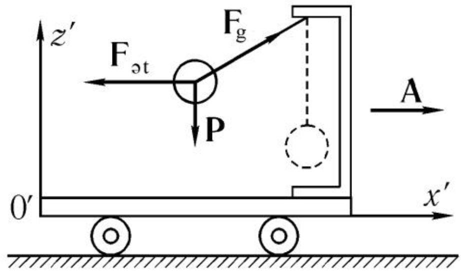
Bu halda ətalət qüvvəsi fəzaca bircinsdir. Yəni, qeyri ətalət hesablama sisteminin irəliləmə hərəkəti zamanı, bu sistemin bütün nöqtələrində ətalət qüvvəsinin qiyməti eynidir. Bu (6.9) ifadəsindən də görünür. Ətalət qüvvəsi yalnız $K^{/}$ qeyri ətalət sisteminin başlanğıcının K ətalət sisteminə nəzərən hərəkət etdiyi təcildən asılıdır.

Beləliklə, baxılan qeyri ətalət sisteminə nəzərən hərəkəti iki üsulla öyrənmək olar. Hər hansı ətalət sistemində Nyutonun ikinci qanununun standart formasından istifadə etməklə maddi nöqtənin $\vec{r}(t)$ hərəkət qanununu müəyyən etmək olar, sonra isə koordinatın (6.1) çevrilməsi qanunundan istifadə etməklə onu qeyri ətalət sistemində hesablamaq (qeyri ətalət sisteminin hərəkət qanunu $\vec{R}(t)$ məlum olduqda), yəni $\vec{r}'(t)$ -ni tapmaq olar. Nyutonun ikinci qanununun şəkli dəyişmiş (6.10) formasından (bərabərliyin sağ tərəfinə baxılan cismin digər cisimlərlə qarşılıqlı təsirini müəyyən edən real $\vec{F}$ qüvvəsinə (6.9) ifadəsi ilə təyin edilən $\vec{F}_{\text{ətalət}}$ qüvvəsi əlavə edilimişdir) istifadə etməklə də məsələni həll etmək olar. **Qeyri ətalət hesablama sisteminə nəzərən hərəkətə baxarkən bu əlavə qüvvənin meydana gəlməsi koordinatın çevrilməsinin formal nəticəsi olub, maddi nöqtəyə digər cisimlər tərəfindən hər hansı yeni təsirin meydana gəlməsini əks etdirmir.** Bu mənada qeyri ətalət sistemindəki müşahidəçi

downloaded from KitabYurdu.org

üçün, həmin qiymətə malik real qüvvə ilə eyni nəticəyə gətirməsinə baxmayaraq ətalət qüvvəsini fiktiv qüvvə adlandırmaq olar.

Ətalət qüvvəsinin təsirini aşağıdakı misalda izah edək. Ona bərkidilmiş kronşteyndən sapla kürə asılmış arabaya baxaq (şəkil 6.3).



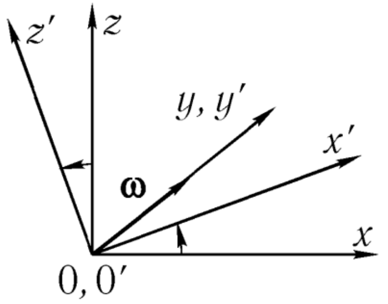
Şəkil 6.3

Nə qədər ki, araba sükunətdədir və ya təcilsiz hərəkət edir sap vertikal yerləşir və $\vec{P}$ ağırlıq qüvvəsi $\vec{F}_g$ gərilmə qüvvəsi ilə tarazlaşır. Arabanı $\vec{A}$ təcili ilə irəliləmə hərəkətinə gətirək. Sap vertikaldan elə bucaq altında meyl edəcəkdir ki, $\vec{P}$ və $\vec{F}_g$ qüvvələrinin əvəzləyicisi kürəyə sanki $\vec{A}$ təcili vermişdir. Yəni ətalət hesablama sistemində sapın meyl bucağı Nyutonun ikinci qanununun nəticəsi olan şərtdən təyin edilir. Araba ilə bağlı olan qeyri ətalət hesablama sistemində $\vec{P}$ və $\vec{F}_g$ qüvvələrinin əvəzləyicisi sıfırdan fərqli olsa belə kürə sükunətdədir. Bu hesablama sisteminə nəzərən kürəciyin təcilinin olmamasını formal olaraq belə izah edə bilərik ki, kürəciyə cəmi m**A** bərabər olan $\vec{P}$ və $\vec{F}_g$ qüvvələrindən əlavə $\vec{F}_{ətalət} = -m\vec{A}$ ətalət qüvvəsi də təsir edir.

Indi də **fırlanan qeyri ətalət hesablama sistemi** halına baxaq və sadəlik üçün fərz edək ki, $K^/$ qeyri ətalət hesablama

downloaded from KitabYurdu.org

sistemi, K ətalət sisteminin y oxu ilə üst-üstə düşən y' oxu ətrafında ω bucaq sürəti ilə fırlanır. Həmçinin fərz edək ki, bu sistemlərin koordinat başlanğıcları üst-üstə düşür (şəkil 6.4).



Şəkil 6.4

Məqsədimiz K' qeyri ətalət hesablama sistemində maddi nöqtənin hərəkət tənliyini Nyutonun ikinci qanununun (6.10) şəklində yazmaqdır.

K ətalət hesablama sistemində hərəkət tənliyi adi şəklə malikdir

$$m\vec{a} = \vec{F}$$

burada $\vec{a}$-baxılan maddi nöqtənin K sistemində təcilidir. Onu (6.10) tənliyindən çıxsaq alarıq

$$\vec{F}_{\text{ətalət}} = -m(\vec{a} - \vec{a}') \qquad (6.11)$$

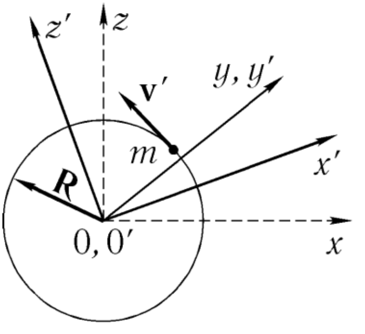
Ətalət qüvvəsi üçün bu ifadə qeyri ətalət hesablama sisteminin düzxətli hərəkət halında $\vec{F}_{\text{ətalət}}$ üçün (6.9) ifadəsinin ümumiləşmiş ifadəsidir. Qeyri ətalət hesablama sisteminin irəliləmə hərəkəti halında $(\vec{a} - \vec{a}') = \vec{A}$. Beləliklə, ümumi halda ətalət qüvvəsi cismin kütləsinin, əks işarə ilə götürülmüş ətalət hesablama sistemi və qeyri ətalət hesablama sistemlərinə nəzərən təcillərinin fərqinin hasilinə bərabərdir. Nümunə üçün ən sadə hala baxaq.

Fərz edək ki, fırlanan K' qeyri ətalət hesablama sistemində maddi nöqtə $x'z'$ müstəvisində sabit modullu v' sürəti ilə R radiuslu çevrə boyunca hərəkət edir (şəkil 6.5). K' qeyri ətalət

downloaded from KitabYurdu.org

hesablama sistemində maddi nöqtənin $\vec{a}'$ təcili mərkəzəqaçma təcili olub fırlanma mərkəzinə yönəlib və modulca $a' = \dfrac{\upsilon'^2}{R}$ bərabərdir.

K ətalət hesablama sistemində maddi nöqtə həmin çevrə boyunca fırlanır, lakin onun sürətinin modulu bu sistemdə $\upsilon' + \upsilon$ cəmi ilə təyin edilir. Burada $\upsilon = \omega R$ - fırlanan $K^{/}$ sistemində yerləşən maddi nöqtənin ətalət hesablama sistemində çevrə boyunca hərəkət sürətidir (baxdığımız halda $\vec{\upsilon}$ və $\vec{\upsilon}'$ eyni istiqamətə yönəlmişlər).



Şəkil 6.5

Beləliklə, K ətalət hesablama sistemində maddi nöqtənin təcili $\vec{a}$ mərkəzəqaçama təcili olub fırlanma mərkəzinə yönəlmişdir və onun modulu

$$a = \frac{(\upsilon' + \omega R)^2}{R} = \frac{\upsilon'^2}{R} + 2\upsilon'\omega + \omega^2 R \qquad (6.12)$$

bərabərdir.

Beləliklə, (6.11) –dən istifadə edərək baxılan halda ətalət qüvvəsinin modulu üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$F_{ətalət} = m(a - a^{/}) = m\omega^2 R + 2mv^{/}\omega \qquad (6.13)$$

Bu ətalət qüvvəsinin istiqaməti ($\vec{a}$ - $\vec{a}'$) vektorları fərqinin istiqamətinin əksinə yönəlmişdir. Belə ki, (6.12) əsasən $\vec{a}$-nın

downloaded from KitabYurdu.org

modulu $\vec{a}'$ in modulundan böyükdür, onda ($\vec{a}$ - $\vec{a}'$) vektorları fərqinin istiqaməti fırlanma oxuna doğru yönəlmişdir və beləliklə, $\vec{F}_{\text{ətalət}}$ onların əksinə fırlanma oxundan kənara doğru yönəlmişdir. Nəhayət (6.13) ətalət qüvvəsini xüsusi adı olan iki qüvvənin cəmi kimi göstərmək olar.

$$\vec{F}_{\text{ətalət}}=\vec{F}_{\text{mər}}+\vec{F}_k \tag{6.14}$$

Burada $\vec{F}_{\text{mər}}$-mərəzdənqaçma ətalət qüvvəsidir

$$\vec{F}_{\text{mər}}=m\omega^2\vec{R} \tag{6.15}$$

Baxdığımız halda $\vec{R}$-koordinat başlanğıcından maddi nöqtəyə çəkilmiş radius vektordur, çünki nöqtə $x'0'z'$ müstəvisində hərəkət edir. Ümumi halda fırlanma oxundan trayektoriya müstəvisindəki nöqtəyə çəkilmiş bu vektorun modulu, fırlanma oxundan maddi nöqtəyə qədər olan məsafəyə bərabərdir.

(6.15) ilə təyin edilən mərəzdənqaçma ətalət qüvvəsi cismə fırlanan hesablama sistemində təsir edir və cismin bu sistemdə hərəkət edib etməməsindən asılı deyil. Bu qüvvənin qiyməti və istiqaməti hesablama sisteminin hərəkəti ilə yəni, köçürülmüş təcil ilə təyin edilir. Bu mənada o sistemin irəliləmə hərəkəti zamanı ətalət qüvvəsinə oxşardır. Lakin, mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi cismin fırlanan sistemdəki vəziyyətindən də asılıdır və fəza bircinsliyinə malik deyil. Yerin səthinə nəzərən cisimlərin hərəkəti məsələlərinin dəqiq həlli zamanı mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsinin nəzərə alınması vacibdir. Onun nəzərə alınması ağırlıq qüvvəsinə müəyyən düzəlişlər (faizin hissələri tərtibində) etməyə gətirib çıxarır.

(6.14) ifadəsindəki $\vec{F}_k$ qüvvəsi **Koriolis qüvvəsi** və ya **koriolis ətalət qüvvəsi** adlanır. Ümumi halda Koriolis qüvvəsi üçün ifadə aşağıdakı şəkildədir

$$\vec{F}_K=2m[\upsilon'\omega] \tag{6.16}$$

(6.16) ilə təyin edilən Koriolis qüvvəsinin fərqləndirici xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, o yalnız fırlanan hesablama sisteminə nəzərən hərəkət edən cismə təsir edir. O $\vec{\upsilon}'$ və $\vec{\omega}$

downloaded from KitabYurdu.org

vektorlarının vektori hasili ilə mütənasib olub bu vektorlara perpendikulyardır və istiqaməti vint qaydası ilə təyin edilir.

Müşahidələr göstərmişdir ki, cisimlərin yerin səthinə nəzərən hərəkəti ilə bağlı hadisələrin öyrənilməsi zamanı Koriolis qüvvəsinin təsirini nəzərə almaq lazımdır. Çaylar cənub yarımkürəsində cənuba, şimal yarımkürəsində isə şimala axdığından çayın axını istiqamətində baxdıqda cənub yarımkürəsində sol, şimal yarımkürəsində isə sağ sahillərinin nisbətən çox yuyulub aparılması (bu hadisə Bera qanunu adlanır) Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə izah olunur. Qatarların hərəkət istiqamətində qütblərə doğru baxdıqda şimalda sağ, cənubda isə sol relslərin daha çox yeyilməsi də Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə əlaqədardır.

Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə sərbəst düşən cisimlər şaquli istiqamətdən şərqə doğru meyl edir. Şimal yarımkürəsində tropik küləklərin (passatların) yaranması da Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə əlaqədardır. Koriolis qüvvəsi mərmilərin hərəkət istiqamətinə də təsir göstərir. Şimal qütbə doğru hərəkət edən mərmi Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə şimal yarımkürəsində şərqə, cənub yarımkürəsində isə qərbə doğru meyl edir. Mərmi meridian üzrə cənuba doğru hərəkət etdikdə isə müvafiq meyllər yuxarıdakıların əksinə olur. Ekvator boyu qərbə doğru hərəkət edən mərmi Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə Yerə sıxıldığı halda, şərqə doğru hərəkət zamanı Yerdən uzaqlaşır. Hərəkət istiqamətində (hərəkətin şimala, yaxud cənuba doğru baş verməsindən asılı olmayaraq) baxdıqda şimal yarımkürəsində Koriolis qüvvəsi sağa, cənub yarımkürəsində sola doğru yönəlir.

Beləliklə, ətalət hesablama sistemində cismin təcili ona digər cisimlər (və sahələr) tərəfindən təsir edən “real” qüvvələrlə təyin edilir. Qeyri ətalət hesablama sistemində bu sistemə nəzərən təcili təyin etmək üçün ətalət qüvvəsini də əlavə etmək lazımdır.

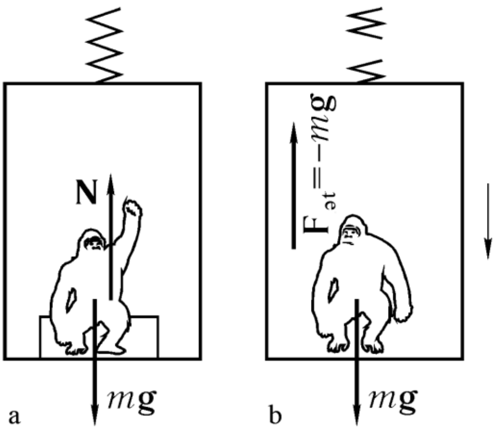
downloaded from KitabYurdu.org

Ümumi halda hesablama sistemi ətalət hesablama sisteminə nəzərən eyni zamanda həm irəliləmə, həm də fırlanma hərəkəti edə bilər. Bu zaman yekun ətalət qüvvəsi ümumi halda belə ifadə edilir:

$$\vec{F}_{at} = -m(\vec{A} - \vec{r}\,'\omega^2 + 2[\vec{\omega}\vec{\upsilon}_{nis}] + [\dot{\vec{\omega}}\vec{r}\,']) \qquad (6.17)$$

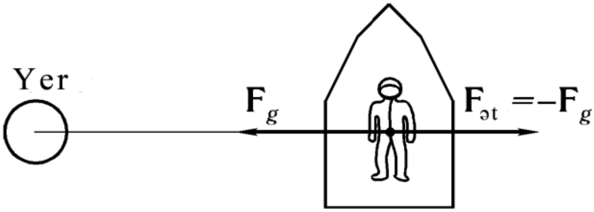
Bir daha qeyd edək ki, bu ifadədə birinci hədd irəliləmə ətalət qüvvəsini, ikinci mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsini, dördüncü qeyri ətalət sisteminin qeyri müntəzəm fırlanması zamanı yaranan ətalət qüvvəsini (bu nadir hallarda maraq kəsb edir) təyin edir. Üçüncü hədd isə **koriolis ətalət** qüvvəsi olub digərlərindən fərqli olaraq qeyri ətalət hesablama sistemində cismin hərəkəti ilə əlaqədardır.

4. Ətalət və qravitasiya kütlələrinin ekvivalentliyi. Ətalət qüvvələrinin özünü göstərdiyi ən maraqlı hadisə çəkisizlik halıdır (şəkil 6.6 və şəkil 6.7).



Şəkil 6.6

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 6.7

Sərbəst hərəkət edən (sürtünmə və cazibə qüvvəsinin təsirinə məruz qalmayan) kosmik gəmi daxilində çəkisizlik şəraitində olan cisimlərə çəki vermək olarmı? Yerin cazibə sahəsində cazibə qüvvəsinin təsirindən xilas olmaq olarmı? Bu suallara cavab vermək üçün qeyri ətalət hesablama sistemi lazımdır. Kosmik fəzada hərəkət edən kosmik gəmiyə Yerin ağırlıq qüvvəsi təcilinə bərabər təcil verdikdə gəmi daxilindəki hər bir cismə bu təcilin əksinə yönəlmiş $\vec{F}_{at} = -m\vec{g}$ ətalət qüvvəsi təsir edir. Bu səbəbdən gəmi daxilindəki cisimlər sanki bilavasitə Yerin cazibə sahəsində yerləşmiş və çəkiyə malikdir. Gəmi daxilində aparılan heç bir təcrübə gəminin Yerin cazibə sahəsində olduğunu, yoxsa $\vec{g}$ təcili ilə hərəkət etdiyini bir-birindən fərqləndirə bilmir. Deməli, hərəkət təcili sərbəstdüşmə təcilinə bərabər olduqda, cisimlər **cazibə sahəsində və qeyri-ətalət hesabat sistemində özlərini eyni cür** aparır, başqa sözlə, **ətalət və cazibə qüvvələri analoji (oxşar) qüvvələrdir. Bu oxşarlıq, ekvivalentlik prinsipinin əsasını təşkil edir**. Müasir fizikada **ekvivalentlik prinsipi** fundamental rol oynayır. Bu prinsipə görə cazibə sahəsi kiçik oblastda və zamanda (onu bircins və zamana görə sabit hesab etmək mümkün olduqda) təcilli hesablama sistemi ilə eynilik təşkil edir. Ekvivalentlik prinsipi ətalət və qravitasiya kütlələrinin bərabərliyindən alınır.

downloaded from KitabYurdu.org

Nyutonun ikinci qanununun qeyri-ətalət hesabat sistemində ödənməsi üçün ətalət qüvvəsi anlayışı daxil etməli olduq. Lakin **Nyutonun üçüncü qanunu ətalət qüvvələrinə tətbiq oluna bilmir. Bu qüvvələr qarşılıqlı təsirdə olan ayrı-ayrı cisimlərlə əlaqədar olmadığından qarşılıqlı təsir qüvvələri deyildir. Ona görə qeyri ətalət hesabat sistemi həmişə açıq sistemdir. Ətalət qüvvəsi bu sistem üçün xarici qüvvə rolunu oynayır.** Odur ki, qeyri ətalət hesabat sistemi üçün tam mexaniki enerji və impulsun dəyişmə qanunları, ətalət qüvvələri xarici qüvvələr kimi qəbul olunduqda öz gücündə qalmalıdır. Beləliklə, **qeyri ətalət hesabat sistemindəki cisimlər arasında yalnız konservativ qüvvələr təsir edirsə, həmin sistemin tam mexaniki enerjisinin dəyişməsi sistemə daxil olan cisimlərə təsir edən ətalət qüvvələrinin gördüyü işlərin cəminə, sistemin impulsunun vahid zamanda dəyişməsi isə həmin cisimlərə təsir edən ətalət qüvvələrinin vektorial cəminə bərabərdir.**

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 7
Bərk cisim mexanikasının elementləri

1. Bərk cismin irəliləmə və fırlanma hərəkəti. Aralarındakı məsafə sabit olan maddi nöqtələrin məcmusu bərk cisim adlanır. Buna görə də onun hərəkəti təşkil olunduğu maddi nöqtələrin hərəkətinə gətirilir. Hər nöqtənin hərəkəti üç funksiya (koordinatla) ilə təsvir edilir. Beləliklə, əgər bərk cisim N nöqtədən ibarətdirsə onun hərəkəti 3N koordinatla təsvir edilməlidir. Lakin onlar sərbəst deyillər, çünki bərk cisimdə istənilən iki nöqtə arasındakı məsafə sabitdir. Buna görə də bərk cismin hərəkətini təsvir etmək üçün çox böyük olan 3N sayda funksiyadan istifadə etməyə zərurət yoxdur.

Maddi nöqtənin hərəkəti üç parametrlə təsvir edilir və buna görə də onun üç sərbəstlik dərəcəsi var. Bir birindən asılı olmadan hərəkət edən iki maddi nöqtənin sərbəstlik dərəcələrinin sayı altıya bərabərdir. İki maddi nöqtə öz aralarında l uzunluqlu mil ilə sərt bağlıdırsa, onda iki nöqtənin altı koordinatı artıq asılı olmayan kəmiyyətlər deyillər və onlar arasnda aşağıdakı ifadə doğrudur:

$$l^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2$$

Bu bərəbərliyin kömyi ilə altı koordinatdan birini l kəmiyyəti və qalan beş koordinat ilə ifadə etmək olar. Beləliklə, belə sistemin beş sərbəstlik dərəcəsi var.

Bərk cismi sərt bağlamaq üçün onun bir düz xətt üzərində olmayan hər hansı üç nöqtəsini bərkitmək lazımdır. Bu üç nöqtənin vəziyyəti bərk cismin vəziyyətini tamamilə təyin edir və həmin nöqtələr arasındakı üç məsafənin sabitliyini ifadə edən üç bərabərliyin olduğu 9 parametrlə təsvir edilir. Beləliklə, bərk cismin sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıdır. Bu 6 asılı olmayan parametrləri müxtəlif şəkildə vermək olar.

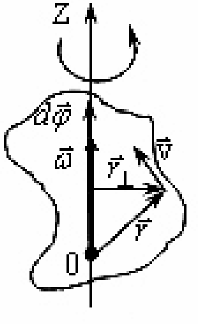
Üç parametrdən bərk cismin hər hansı nöqtəsinin vəziyyətini göstərmək üçün, qalan üç parametrdən isə bu

downloaded from KitabYurdu.org

nöqtədə bərkidilmiş bərk cismin vəziyyətini təsvir etmək üçün istifadə etmək əlverişlidir. Maddi nöqtənin hərəkətinin kinematikası artıq ətraflı analiz edilmişdir. Buna görə də bu nöqtədə bərkidilmiş bərk cismin hərəkətinə baxmaq kifayətdir.

Bütün nöqtələri eyni trayektoriya üzrə hərəkət edən bərk cismin hərəkəti irəliləmə hərəkəti adlanır. Bu o deməkdir ki, cismin bütün nöqtələrinin sürəti istənilən zaman anında eynidir. Kinematik nöqteyi nəzərdən bu hərəkət maddi nöqtənin hərəkətinə ekvivalentdir.

AB düz xəttinin bütün nöqtələri bərk cisimlə sərt bağlanıbsa və hərəkətsiz qalırsa bərk cismin belə hərəkəti hərəkətsiz AB oxu ətrafında cismin fırlanması adlanır. Bu cür bərk cisim bir sərbəstlik dərəcəsinə malikdir və onun fəzada fəziyyəti fırlanma oxu ətrafında şərti seçilmiş, bu cismin başlanğıc vəziyyətdən müəyyən edilən dönmə bucağının qiyməti ilə tam təyin edilir. Kiçik dt zaman fasiləsində cismin yerdəyişmə ölçüsü olaraq cismin elementar dönmə $d\vec{\varphi}$ vektoru götürülür. Moduluna görə o dt müddətində cismin dönmə bucağına bərabərdir, istiqamətinə görə isə dəstəyinin fırlanma istiqaməti cismin fırlanma istiqaməti ilə üst-üstə düşən sağ burğunun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti ilə eynidir (şəkil 7.1).



Şəkil 7.1

Bucaq sürəti vektoru

downloaded from KitabYurdu.org

$$\vec{\omega} = d\vec{\varphi} / dt \tag{7.1}$$

Əgər $\vec{r}$ - OZ fırlanma oxu üzərində olan müəyyən O nöqtəsindən, cismin ixtiyarı nöqtəsinə qədər çəkilmiş radius vektordursa, onda bu nöqtənin sürəti aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$\vec{V} = \vec{\omega} \times \vec{r} = \vec{\omega} \times \vec{r}_{\perp} \tag{7.2}$$

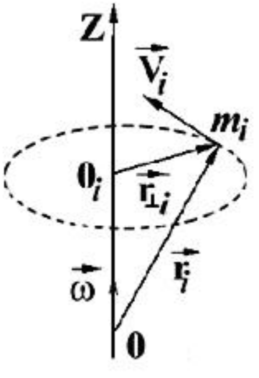
burada $\vec{r}_{\perp}$ - $\vec{r}$ vektorunun oxa perpendikulyar toplananı, yəni $|\vec{r}_{\perp}|$ - oxdan maddi nöqtəyə qədər olan ən qısa məsafədir.

Hərəkətsiz Z oxu ətrafında fırlanan cismin dinamikasının tənliyi bu şəkildə olacaq

$$dL_z / dt = M_{zxarici} \tag{7.3}$$

burada L_z, $M_{zxarici}$ - $\vec{L}$ impuls momentinin və $\vec{M}_{zxarici}$ qüvvə momentinin z fırlanma oxuna proyeksiyalarıdır. OZ oxu üzərində olan O nöqtəsinə nəzərən impuls momentini təyin edək (şəkil 7.2). Fərz edək ki, $\vec{r}_i = \overrightarrow{OO_i} + \vec{r}_{\perp i}$, burada O_i - bərk cismin *i*-ci maddi nöqtəsinin hərəkət etdiyi çevrənin mərkəzidir, onda

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^{n} \vec{r}_i \times m_i \vec{V}_i = \sum_{i=1}^{n} \overrightarrow{OO_i} \times m_i \vec{V}_i + \sum_{i=1}^{n} \vec{r}_{\perp i} \times m_i \vec{V}_i$$



Şəkil 7.2

downloaded from KitabYurdu.org

Birinci hədd OZ oxuna perpendikulyar, ikinci hədd isə paralleldir. Belə ki,

$$\vec{r}_{\perp i} \times \left(m_i \vec{\omega} \times \vec{r}_{\perp i}\right) = m_i r_{\perp i}^2 \vec{\omega}$$

Beləliklə,

$$L_z = \sum_{i=1}^{n} m_i r_{\perp i}^2 \omega \quad \text{və ya} \quad L_z = J_z \omega . \qquad (7.4)$$

Burada

$$J_z = \sum_{i=1}^{n} m_i r_{\perp i}^2 \qquad (7.5)$$

kəmiyyəti Z oxuna nəzərən cismin ətalət momenti adlanır. Beləliklə, hərəkətsiz Z oxuna nəzərən fırlanan bərk cismin dinamikasının tənliyini bu şəkildə yaza bilərik

$$J_z d\omega / dt = M_{zxarici} \quad \text{və ya} \quad J_z \varepsilon = M_{zxarici} \qquad (7.6)$$

Deməli, xarici qüvvə momentlərinin cəmi sıfra bərabər olduqda cismin impuls momenti sabit qalacaq $J\ \omega = const$. Yəni, ətalət momenti artdıqda bucaq sürəti azalır və əksinə.

2. Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi. Müstəvi hərəkət (müstəviparalel) elə hərəkətdir ki, cismin bütün nöqtələri paralel müstəvilərdə hərəkət edir. Cismin müstəvi hərəkətini onun müəyyən O nöqtəsinin $\vec{V}_0$ sürəti ilə irəliləmə hərəkəti və həmin bu nöqtədən keçən və $\vec{V}_0$-a perpendikulyar olan ox ətrafında $\vec{\omega}$ bucaq sürəti ilə fırlanan hərəkət kimi təsəvvür edək. Bu halda cismin *i*-ci maddi nöqtəsinin sürəti bu ifadə ilə təyin edilər:

$$\vec{V}_i = \vec{V}_0 + \vec{\omega} \times \vec{r}_i$$

i-ci maddi nöqtənin kinetik enerjisi

$$W_{ki} = m_i \vec{V}_i^2 / 2 = m_i \left(\vec{V}_0 + \vec{\omega} \times \vec{r}_i\right)^2 / 2 = m_i \left[\vec{V}_0^2 + 2\vec{V}_0 \left(\vec{\omega} \times \vec{r}_i\right) + \left(\vec{\omega} \times \vec{r}_i\right)^2\right] / 2$$

downloaded from KitabYurdu.org

və ya

$$W_k = \left(MV_0^2 + J_0\omega^2\right)/2 + M\vec{V}_0\left(\vec{\omega}\times\vec{r}_C\right) \qquad (7.7)$$

burada M-cismin tam kütləsi, $\vec{r}_C$ -kütlə mərkəzinin radius vektoru, J_0 -O nöqtəsindən keçən oxa nəzərən cismin ətalət momentidir.

Əgər O nöqtəsi olaraq cismin C kütlə mərkəzini götürsək onda $\vec{r}_C = 0$ və (7.7) ifadəsi sadələşər

$$W_k = \left(MV_C^2 + J_C\omega^2\right)/2 \qquad (7.8)$$

Beləliklə, əgər cismin müstəvi hərəkəti kütlə mərkəzinin V_c sürəti ilə irəliləmə və cismin kütlə mərkəzindən keçən ox ətrafında ω bucaq sürəti ilə fırlanma hərəkətlərinə ayırsaq, onda kinetik enerji iki asılı olmayan həddlərə ayrılacaq. Onlardan biri yalnız kütlə mərkəzinin V_c sürəti ilə, digəri isə ω -bucaq sürəti ilə təyin ediləcəkdir.

(7.8)-dən göründüyü kimi cismin C kütlə mərkəzindən keçən oxa nəzərən fırlanması zamanı onun kinetik enerjisi

$$W_k = J_z\omega^2/2 \qquad (7.9)$$

3. Fırlanma hərəkəti zamanı iş və güc. Cismin Z oxu ətrafında kiçik $d\vec{\varphi}$ bucağı qədər dönməsi zamanı iş görülür

$$dA = \vec{F}d\vec{r} = F_\tau\left|d\vec{r}\right| = F_\tau r_\perp d\varphi = M_z d\varphi = \vec{M}d\vec{\varphi} \qquad (7.10)$$

Güc

$$P = dA/dt = M_z\left(d\varphi/dt\right) = M_z\omega = \vec{M}\vec{\omega} \qquad (7.11)$$

4. Şteyner teoremi. Bəzi cisimlərin ətalət momentləri. Mexanikada bərk cismə adətən m kütləsi cismin V həcmi boyu kəsilməz paylanan mexaniki sistem kimi baxırlar. Cismin ətalət momentini hesablayarkən (7.5) ifadəsindəki cəmləmədən inteqrallamaya keçilir.

$$J_z = \int_m r_\perp^2 dm = \int_V r_\perp^2 \rho dV \qquad (7.12)$$

downloaded from KitabYurdu.org

burada ρ-cismin sıxlığı, $dm = \rho dV$ -cismin fırlanma oxundan $r_{\perp}$ məsafəsində olan kiçik dV həcm elementinin kütləsidir.

5. Bircins silindrin həndəsi Z oxuna nəzərən ətalət momentinin hesablanması. R radiuslu və h hündürlüklü silindri xəyalən *dr* qalınlıqlı konsentrik təbəqələrə bölək. Əgər silindr materialının sıxlığı ρ olsa, onda *dr* layının kütləsi *dm* üçün yaza bilərik $dm = \rho dV = \rho h dS$; bir halda ki, $S = \pi r^2$, $dS = 2\pi r dr$, onda $dm = 2\pi\rho h r dr$. (7.12) ifadəsindən istifadə edərək bircins silindirin ətalət momentini taparıq:

$$J_z = 2\pi\rho h \int_0^R r^3 dr = \pi\rho h R^4 / 2 = mR^2 / 2$$

burada $m = \pi\rho R^2 h$-silindrin kütləsidir.

Şteyner teoremindən istifadə etməklə ixtiyari oxa nəzərən cismin ətalət momentinin hesablanması asanlaşır:

$$J_z = J_C + md^2 \qquad (7.13)$$

burada J_C - cismin kütlə mərkəzindən keçən və Z oxuna paralel oxa nəzərən cismin ətalət momenti, *d*- oxlar arasındakı məsafədir. **İxtiyarı oxa nəzərən cismin ətalət momenti bu oxa paralel olan və ağırlıq mərkəzindən keçən oxa görə ətalət momenti ilə cismin kütləsinin onun ağırlıq mərkəzindən fırlanma oxuna qədər olan məsafənin kvadratı hasilinin cəminə bərabərdir.**

6. Giroskop. İxtiyari formalı cisim tərpənməz (bərkidilmiş) ox ətrafında fırlandıqda həmin oxa qüvvə təsir edir. Fırlanma oxunu azad etsək o bu qüvvənin təsirilə fəzada vəziyyətini dəyişir və elə vəziyyət almağa çalışır ki, fırlanma dayanıqlı olsun. Belə olduqda fırlanan cisim tərəfindən öz fırlanma oxuna qüvvə təsir etmir və ona görə də fırlanma oxunun fəzada vəziyyəti sabit, dəyişməz qalır. Belə ox **sərbəst ox** və ya **mərkəzi baş ətalət oxu** adlanır. İxtiyari simmetriyaya

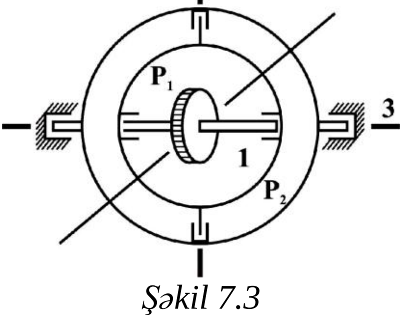
downloaded from KitabYurdu.org

malik olan cismin fırlanmasını bir-birinə qarşılıqlı perpendikulyar yerləşmiş üç ox ətrafında fırlanma hərəkəti kimi göstərmək olar. Mərkəzi simmetriyaya malik olan kürə üçün bu oxlar eyni hüquqludur, onlara nəzərən kürənin ətalət və impuls momentləri eynidir. Bircins silindrin simmetriya oxuna perpendikulyar oxlar eyni hüquqludur, lakin simmetriya oxu onlardan fərqlənir. Düzgün bircins paralelepipedin üzlərinə perpendikulyar və kütlə mərkəzindən keçən oxlar eyni hüquqlu deyildir, həmin oxlara nəzərən ətalət və impuls momentləri bir-birindən fərqlənirlər.

Fırlanma elə oxlar ətrafında dayanıqlı olar ki, həmin oxlara nəzərən ətalət momenti ən böyük və ya ən kiçik qiymət alsın. Dayanıqlı fırlanmaya uyğun oxlar fəzada öz istiqamətlərini saxlayırlar. Onların bu xassəsi impuls momentinin saxlanma qanununa əsaslanmışdır.

İmpulsun saxlanma qanununun tətbiqinə misal olaraq giroskopun hərəkətinə baxaq.

Simmetriya oxu ətrafında böyük sürətlə fırlanan bərk cisim **giroskop** adlanır. İxtiyari fırlanma cismi, fırfıra, Yer, elektron giroskopa misal ola bilər. Giroskop olaraq öz simmetriya oxuna bərkidilmiş disk götürək. Giroskopun oxunun fəzada ixtiyari vəziyyət ala bilməsi üçün şəkil 7.3-də göstərilmiş kardon asmasından istifadə edilir.

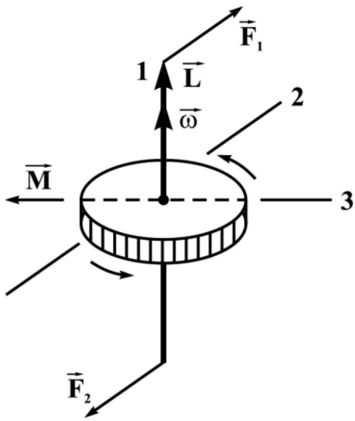


Şəkil 7.3

downloaded from KitabYurdu.org

Bu qurğuda P_1 müstəvisi 2 oxu, P_2 müstəvisi 3 oxu ətrafında fırlana bilir. Giroskop özü isə 1 oxu ətrafında fırlanır. Beləliklə, kardon asması giroskopun oxunun fəzada ixtiyari istiqamət almasına imkan yaradır.

7. Giroskopik effekt. Tutaq ki, giroskop simmetriya oxu ətrafında $\vec{\omega}$ bucaq sürətilə fırlanır.



Şəkil 7.4

Giroskop simmetrik cisim olduğundan onun impuls momenti fırlanma oxu istiqamətində olur. Fərz edək ki, giroskopun oxuna şəkil 7.4-də göstərildiyi istiqamətdə $\vec{F}_1$ və $\vec{F}_2$ cüt qüvvələri təsir edir. Bu qüvvələr giroskopun oxunu 3 oxu ətrafında fırlatmağa çalışır. Lakin giroskopun oxu gözlədiyimiz kimi 3 oxu ətrafında deyil, həmin oxa və giroskopun öz oxuna perpendikulyar olan 2 oxu ətrafında dönür. Bu hadisə **giroskopik effekt** adlanır. Giroskopik effekt impuls momentinin dəyişməsinin xarici qüvvələrin momentinin impulsuna bərabər olması qanunu ilə izah olunur.

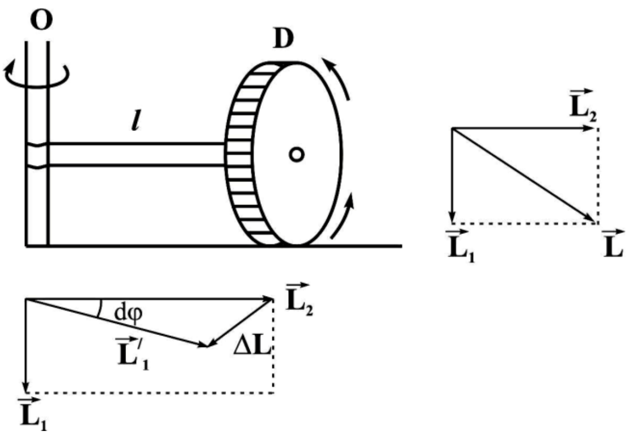
$$d\vec{L} = \vec{M}dt\,.$$

Şəkildən görünür ki, cüt qüvvələrin momenti $\vec{M}$ sola doğru yönəlmişdir. Onda impuls momentinin dəyişməsi $d\vec{L}$ də sola yönələcəkdir və dt müddətindən sonra giroskopun impuls

downloaded from KitabYurdu.org

momenti vektoru $\vec{L}'$ olacaqdır, yəni giroskopun 2 oxu ətrafında dönəcəkdir.

8. Giroskopik qüvvə. Yuxarıda gördük ki, xarici qüvvənin təsirilə giroskopun fırlanma oxu dönür. Fırlanma oxu dayaqlara bərkidilərsə, ox dayaqlara təsir edəcəkdir. Bu təsir qüvvəsi **giroskopik qüvvə** adlanır (bu qüvvə Koriolis qüvvəsidir). Mühərriklərin rotoru giroskopdur. Məsələn, gəmi dalğaya düşdikdə rotorun oxuna qüvvə təsir edir, nəticədə giroskopik qüvvə meydana çıxır və ox olduğu dayağa təsir göstərir. Bu qüvvə çox böyük qiymət ala bilər.



Şəkil 7.5

Dəyirman daşı misalında giroskopik qüvvəni hesablayaq (şəkil 7.5). Tutaq ki, radiusu *R* olan D dəyirman daşı *l* oxu ətrafında fırlanır, *l* oxu isə saquli *O* oxu ətrafında fırlanır. Daş *O* və *l* oxları ətrafında ω_1 və ω_2 bucaq sürətləri ilə fırlandığı üçün uyğun olaraq $\vec{L}_1 = \vec{\omega}_1 J$ və $\vec{L}_2 = \vec{\omega}_2 J$ impuls momentlərinə malik olacaq. $\vec{L}_1$ vektoru bütün hərəkət müddətində sabit qalır, $\vec{L}_2$ vektoru isə qiyməti sabit qalsa da istiqamətcə dəyişir. Onun vəziyyəti *dt* müddətindən sonra $d\varphi$ qədər döndüyü üçün $\vec{L}'_2$

downloaded from KitabYurdu.org

olacaqdır. Onun dönməsinə səbəb olan qüvvə momenti $M = F\ell$, $dL = F\ell dt$ və şəkildən $dL = L_2 d\varphi$ olduğundan

$$F = \frac{dL}{\ell dt} = \frac{L_2 d\varphi}{\ell dt}$$

olar. Digər tərəfdən $\frac{d\varphi}{dt} = \omega_1$ olarsa, daşın təmiz diyirlənmə şərtindən, yəni $\omega_1 \ell = \omega_2 R$ düsturundan $\frac{d\varphi}{dt} = \omega_1 = \omega_2 \frac{R}{\ell}$ alınar. Bu düsturu və $L_2 = J\omega_2 = \frac{1}{2} mR^2 \omega_2$ olduğunu F-in ifadəsində yerinə yazsaq

$$F = \frac{m\omega_2^2 \cdot R^3}{2\ell^2} \qquad (7.14)$$

olduğunu alarıq. Bu ifadə giroskopik qüvvə olub, dəyirman daşının diyirləndiyi zaman səthə təsir qüvvəsidir. Bu qüvvənin təsirilə daş dəni üyüdür.

9. Giroskopik kompas. Tutaq ki, kardon asqısında olan giroskop Yerin səthində yerləşmişdir. Onun oxuna mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvənin təsirilə giroskopun oxu o vaxta qədər dönür ki, təsir edən qüvvənin momenti sıfra bərabər olsun. Bu isə o deməkdir ki, giroskopun oxu meridian boyunca yönəlsin və Yerin qütbunu göstərsin. Belə giroskop **giroskopik kompas** adlanır. Girokompas maqnit kompasından fərqli olaraq Yerin maqnit qütbünü yox, bilavasitə coğrafi qütbünü göstərir.

Böyük kütləli yüksək sürətlə fırlanan giroskoplar fəzada fırlanma oxunun istiqamətini həmişə saxlayırlar. Qısa müddətli qüvvələr onların oxunun vəziyyətini dəyişə bilmirlər. Giroskopların fırlanma oxlarının sabit qalması xassəsinə görə onlardan platformaların, cihazların yerləşdiyi müstəvilərin stabil qalması üçün istifadə edilir.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 8

Relyativist dinamikanın elementləri

1. Relyativist mexanikada nisbilik prinsipi. Tarixi olaraq məhz sürətlərin toplanması qanunu fəza və zamanın xassələri haqqında Qaliley təsəvvürlərinin məhdudluğunu göstərdi.

Həqiqətən də, bu qanuna görə işıq sürətinə yaxın sürətlə hərəkət edən hesablama sistemində işıq sürəti, sükunətdə olan sistemdəki işıq sürətindən kiçik olmalı, yəni (c - V)-ə bərabər olmalı, əksinə hərəkət zamanı isə işıq sürəti (c + V)-yə bərabər olmalıdır. Əslində isə bu müşahidə olunmur. Təcrübələr göstərir ki, c- dəyişmir.

Işıq sürətinin sabitliyi ilk dəfə Maykelson və Morlinin 1880-1887–ci illər ərzində apardıqları təcrübələrlə təsdiq edilmişdir. Bu təcrübələrdə hərəkət edən hesablama sistemi olaraq Günəş ətrafı orbit boyunca $3 \cdot 10^4\ м/san$ sürətlə hərəkət edən Yer götürülmüşdür. İşığın sürəti bu istiqamətə və ona perpendikulyar istiqamətdə işıq sürəti ilə müqayisə edilmişdir. Hər iki istiqamətdə işığın sürəti eyni olmuşdur.

Elektromaqnit hadisələrini təsvir edən Maksvell tənliklərindən də işıq sürətinin sabit olması nəticəsi alınır.

1905-ci ildə Eynşteyn təklif etdi ki, işıq sürətinin bütün inersial hesablama sistemlərində eyni olması səbəbinin axtarışından imtina edilsin. O, belə bir fikir irəli sürdü ki, işıq sürətinin sabit olması təbiətin fundamental xassəsidir, yəni bunu fakt kimi qəbul etmək lazımdır.

Vakuumda, bütün inersial hesablama sistemlərində işıq sürətinin sabitliyi Eynşteyn postulatı adlanır. Postulat da aksioma kimi isbatı tələb olunmayan həqiqətdir. Digər postulat Eynşteynin nisbilik prinsipi adlanır:

downloaded from KitabYurdu.org

Təbiət qanunları bütün inersial hesablama sistemlərində eynidir və ya təbiət qanunlarını ifadə edən tənliklər Lorens çevirmələrinə nəzərən invariantdır.

Bu postulatdan belə nəticə alınır ki, **verilmiş hesablama sistemi daxilində aparılmış heç bir təcrübə (mexaniki, elektrik, optik və s.) ilə sistemin sükunətdə və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə olduğunu müəyyən etmək olmaz.**

2. Zaman və koordinat üçün Lorens çevrilmələri və onlardan alınan nəticələr. Eynşteynin postulatları fəza, zaman və hərəkətin xassələri haqqında təsəvvürlərə əsaslı surətdə yenidən baxılmasını tələb edirdi.

Iki postulata əsaslanaraq Eynşteyn 1905-ci ildə Lorens çevrilmələrini çıxardı (klassik elektrodinamika tənlikləri-Lorens-Maksvell tənliklərinin bu çevrilmələrə nəzərən öz formasını saxladığı və Lorensin 1904-cü ildə aldığı çevrilmələr). Onları Qaliley çevrilmələrinə oxşar şəkildə yazaq:

$$x=(x'+Vt')\gamma,\ \ y=y',\ \ z=z';\ \ t=\left[t'+\left(Vx'/c^2\right)\right]\gamma \qquad (8.1)$$

$$x'=(x-Vt)\gamma,\ \ y'=y,\ \ z'=z;\ \ t'=\left[t-\left(Vx/c^2\right)\right]\gamma \qquad (8.2)$$

burada $\beta=V/c<1$, $\gamma=\left(1-\beta^2\right)^{-1/2}$. Yavaş baş verən hərəkət üçün, $V<<c, \beta\to 0, \gamma\to 1, \left(V/c^2\right)\to 0$ olduqda Lorens çevrilmələri Qaliley çevrilmələrinə çevrilir. (8.1) və (8.2) ifadələrindən istifadə edərək göstərmək olar ki, Lorens çevrilmələrində məsafə dəyişir, yəni $l_{12}\neq l'_{12}$, burada

$$l_{12}=\sqrt{(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2+(z_1-z_2)^2} \qquad (8.3)$$

$$l'_{12}=\sqrt{(x'_1-x'_2)^2+(y'_1-y'_2)^2+(z'_1-z'_2)^2} \qquad (8.4)$$

Bu effekt **uzunluğun lorens qısalması** adlanır.

Lorens çevrilmələrində dəyişməz (*invariant*) qalan hadisələr arasındakı intervaldır

downloaded from KitabYurdu.org

$$S_{12} = \sqrt{c^2(t_1 - t_2)^2 - l_{12}^2} \qquad (8.5)$$

3. Relyativist impuls. Işıq sürəti c ilə müqayisədə nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olan (v/$c \to 0$) v sürəti ilə hərəkət edən cismin hərəkətinin öyrənilməsi zamanı qeyri-relyativistik yaxınlaşma yer alır. Bu halda **kütlə** m cismin-makroskopik obyektlərdən tutmuş atom və elementar zərrəciklərə qədər-ətalət ($\vec{F} = m\vec{a}$ və ya $\vec{p} = m\vec{\mathrm{v}}$) və qravitasiya ($F = GmM / r^2$) xassələrini müəyyən edir. O cisimdəki madənin miqdari ölçüsünü müəyyən edir. Bu yaxınlaşmada (v/$c \to 0$) kütlənin saxlanılması və additivliyi qanunları ödənilir: **Izolə edilmiş cisimlər sisteminin kütləsi zaman keçdikcə dəyişmir və bu sistemi təşkil edən cisimlərin kütlələri cəminə bərabərdir.**

Cisimlərin nisbətən böyük sürətlərdə baş verən hərəkətlərinin öyrənilməsi zamanı, cisimlərin kütləsinə olan baxışlar dəyişdi. Məsələn, XIX əsrin sonunda maqnit və elektrik sahələrində elektronların hərəkəti öyrənilirdi. Elektron (yükü e, kütləsi m) vakuum borusunun katodu ilə anodu arasındakı U potensiallar fərqini keçərək $\frac{m\mathrm{v}^2}{2} = eU$ kinetik enerjisini və $\mathrm{v} = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$ sürətini alır. Bu yalnız nisbətən kiçik U gərginliklərində, v/c << 1 olduqda müşahidə olunur. Gərginliyin sonrakı artımı zamanı elektronların sürəti $U^{1/2}$-yə mütənasib deyil, daha zəif artır və asimptotik olaraq işıq sürətinə yaxınlaşır.

Bu fakt 1898-ci ildə alman alimi V.Kaufmanı belə nəticəyə gətirdi ki, elektronun sürətinin artması ilə onun kütləsi artır.

Milyonlarla dərsliklərdə, çoxsaylı məqalələrdə, monoqrafiyalarda yüz ildən artıq bir müddətdə təsdiq edilir

downloaded from KitabYurdu.org

ki, cismin sürətinin artması ilə onun kütləsi artır və müvafiq düsturlar yazılır.

Son illər isə nəzəri fizika ilə məşğul olan bir sıra alimlər xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi haqqında, cismin kütləsi haqqında təsəvvürlərin yanlış olduğunu qeyd edir və onu tənqid edirlər.

Nisbilik nəzəriyyəsi nöqteyi nəzərincə cismin kütləsi m onun E_0 sükunət enerjisini xarakterizə edir. Eynşteynə görə

$$E_0 = mc^2 \tag{8.6}$$

Yəni cismin sükunət enerjisi onun kütləsi ilə mütənasibdir. Məhz hərəkətsiz, sükunətdə olan materiyada nəhəng ($c^2 = 9 \cdot 10^{16} м^2 / san^2$) enerji ehtiyatının olması haqqında Eynşteynin 1905-ci ildə söylədikləri nisbilik nəzəriyyəsinin əsas praktiki nəticəsidir. Bütün nüvə energetikası və bütün hərbi nüvə texnikası (həmçinin, bütün adi energetika) (8.6) ifadəsinə əsaslanmışdır.

Cismin enerjisi E və impulsu p üçün Lorens çevrilmələri aşağıdakı şəkli alır:

$$E = \left(E' + \vec{v}\vec{p}'\right)\gamma, \quad p_x = \left(p'_x + \frac{vE'}{c^2}\right)\gamma, \quad p_y = p'_y,$$

$$p_z = p'_z. \tag{8.7}$$

Əgər sükunətdə olan cismə K' hesablama sistemində Lorens çevrilmələrini tətbiq etsək (bu zaman nəzərə almaq lazımdır ki, $E' = mc^2$, $\vec{p}' = 0$) enerji və impulsun onun sürəti ilə əlaqəsi alınar:

$$E = mc^2\gamma, \tag{8.8}$$

$$\vec{p} = m\vec{v}\gamma = \frac{E}{c^2}\vec{v}. \tag{8.9}$$

Burada

$$\vec{v} = \vec{p}c^2 / E. \tag{8.10}$$

downloaded from KitabYurdu.org

(8.8), (8.9) ifadələrindən cismin enerjisi E, impulsu $\vec{p}$ və kütləsi m arasındakı mühüm ifadəni alarıq:

$$\frac{E^2}{c^4} - \frac{\vec{p}^{\,2}}{c^2} = m^2 \qquad (8.11)$$

(8.11) ifadəsindən alınır ki, bir inersial hesablama sistemindən digər inersial hesablama sisteminə keçdikdə cismin kütləsi dəyişmir. E və $\vec{p}$ üçün Lorens şevrilmələrindən (8.7) istifadə etsək buna asanlıqla əmin olmaq olar.

Beləliklə, 4 ölçülü vektorun komponentləri olan E və $\vec{p}$ -dən fərqli olaraq kütlə m Lorensə görə invariantdır və beləliklə, o cismin sürətindən asılı deyil. Buna görə də geniş yayılmış "relyativistik kütlə m_r ", "sükunət kütləsi m_0" ifadələrini işlətmək lazım deyil. Adi cisimlər üçün nisbilik nəzəriyyəsində və Nyuton mexanikasında eyni olan cismin m kütləsi haqqında danışmaq lazımdır. Hər iki nəzəriyyədə kütlə m hesablama sistemindən asılı deyil, yəni kütlə invariantdır.

Qeyd edək ki, elementar zərrəciklər arasında elələri var ki, kütlələri sıfra bərabərdir məsələn, fotonlar, qlüonlar, neytrinonun bəzi tipləri və s.

Kütləsiz zərrəciklər üçün (8.10) və (8.11)-dən alınır ki,

$$p = E / c, \quad \mathrm{v} = c \qquad (8.12)$$

Nisbilik nəzəriyyəsində Nyuton mexanikasında olduğu kimi impulsun, enerjinin saxlanması qanunları ödənilir.

Nisbilik nəzəriyyəsində enerji və impuls additivdir, lakin kütlənin additivliyi qanunu ödənilmir. Bunu isbat edək.

Iki sərbəst cismin yekun enerjisi E onların enerjiləri cəminə bərabərdir, yəni $E = E_1 + E_2$. Anoloji olaraq $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. Bunları nəzərə almaqla (8.11)-dən taparıq:

downloaded from KitabYurdu.org

$$m^2 = \frac{(E_1 + E_2)^2}{c^4} - \frac{(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}{c^2} \neq (m_1 + m_2)^2 \qquad (8.13)$$

Yəni yekun kütlə $\vec{p}_1$ və $\vec{p}_2$ impulsları arasındakı bucaqdan asılıdır. Hər birinin enerjisi E olan iki fotondan ibarət sistemin kütləsi əgər onlar əks istiqamətdə hərəkət edirlərsə $2E/c^2$, eyni istiqamətdə hərəkət edirlərsə sıfıra bərabərdir. Bu misal nümayiş etdirir ki, nisbilik nəzəriyyəsində kütlə additiv deyil. Qeyd etmək lazımdır ki, zərrəciyin kütləsinin təbiətinin izahı müasir fizikanın ən mühüm problemlərindən biri olaraq qalır.

(8.9)-a əsasən relyativistik impuls $\vec{p} = \gamma m\vec{\mathrm{v}} = \frac{E}{c^2}\vec{\mathrm{v}}$, bu zaman hər iki düstur "ağır", yəni sıfır kütləsi olmayan zərrəciklər üçün doğrudur. Kütləsiz zərrəciklər üçün (m = 0) $\vec{p} = \frac{E}{c^2}\vec{\mathrm{v}}$.

Relyativistik dinamikanın əsas tənliyi bu şəkli alır $d\vec{p}/dt = \vec{F}$ və ya daha ətraflı:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(\gamma m\vec{\mathrm{v}})}{dt} = \frac{d\left(\frac{E}{c^2}\vec{\mathrm{v}}\right)}{dt} = \vec{F} \qquad (8.14)$$

Fəzanın bircinsliyi daxilində relyativistik mexanikada relyativistik impulsun saxlanması qanunu ödənilir: **Qapalı sistemin relyativistik impulsu saxlanılır.**

Beləliklə, hadisələrin sürəkliliyi (zaman), cismin ölçüsü mütləq kəmiyyət olmayıb cismin sürətindən asılıdır, yəni nisbidir. Bundan əlavə kütlə və enerji keyfiyyətcə materiyanın müxtəlif xassələri olsa da bir-biri ilə əlaqəlidir. Nisbilik nəzəriyyəsinin əsas nəticəsi ona gətirir ki, fəza və zaman qarşılıqlı əlaqəlidirlər və materiyanın mövcudluğunun vahid formasını fəza-zamanı əmələ gətirirlər. Fəza-zamanın daha

downloaded from KitabYurdu.org

ümumi nəzəriyyəsi **ümumi nisbilik nəzəriyyəsi** və ya **cazibə nəzəriyyəsi** adlanır. Belə ki, bu nəzəriyyəyə görə verilmiş oblastda fəza-zamanın xassələri orada təsir edən cazibə sahəsi ilə təyin edilir.

Yuxarıda təsvir etdiyimiz nəzəriyyədə Eynşteyn cazibənin təsirini nəzərə almayıb. Buna görə də o xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi adlanır. Belə ki, o Eynşteynin sonralar, 1915-ci ildə bitirdiyi ümumi nisbilik nəzəriyyəsinin xüsusi halıdır.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 9
Səlt mühit mexanikasinin elementləri

1. Qazların və mayelərin ümumi xassələri. Maye maddənin aqreqat hallarından biridir. O, qazla bərk cisim arasında aralıq mövqe tutur: qazlar kimi mayenin də forması yoxdur. O olduğu qabın formasını alır, bərk cisimlər kimi sıxılması çox kiçikdir, müəyyən həcmə malikdir və sıxlıqları böyükdür. Maye molekulları bərk cismin hissəcikləri kimi tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edirlər, ancaq bərk cisimdən fərqli olaraq onların tarazlıq vəziyyəti yerini dəyişə bilər.

Müəyyən şəraitdə qaz mayeyə çevrilir, hətta elə hal (böhran halı) ola bilir ki, maye ilə qaz arasındakı fərq itir. Bu mülahizəyə istinad edərək maye halını sıxılmış Van-der-Vaals qazı ilə ekvivalent qəbul edərək onun halını həmin tənliklə ifadə etməyə çalışmışlar. Buna əsas verən səbəblərdən biri müəyyən temperaturda Van-der-Vaals izotermlərinin bir hissəsinin təzyiqin mənfi qiymətinə uyğun gəlməsidir. İzotermin bu hissəsi göstərir ki, maye dartıla bilər və bu dartılmaya qarşı müqavimət yarada bilər. Mayenin dartılması təcrübə ilə təsdiq edilmişdir. Mayelərin real qazlara oxşarlıq əlamətləri çoxdur. Onlardan temperaturun artması ilə səthi gərilmənin, buxarlanma istiliyinin azalmasını, qaynama zamanı maye və doymuş buxarın sıxlıqlarının yaxınlaşmasını göstərmək olar. Digər tərəfdən maye qaz kimi axa bilir. Hidro- və aerodinamikada qaz və mayelərin hərəkət qanunları eyni qəbul edilir. Nəhayət, mayenin quruluşunda sonlu məsafədə molekulların nizamlı yerləşməməsi mayenin Van-der-Vaals qazına oxşar qəbul edilməsinə səbəb olmuşdur. Bu səbəbdən, bütün gələcək şərhlərdə, xüsusi ehtiyac olmasa, qaz halından söhbət açmayacağıq.

2. İdeal maye. İdeal mayenin stasionar axını. Qeyd etdiyimiz kimi, burada maye və qazların hərəkətini yalnız

downloaded from KitabYurdu.org

maye misalında öyrənəcəyik, çünki öyrənəcəyimiz proseslərdə maye və qazı bir-birindən fərqləndirən xüsusiyyətlər nəzərə alınmır. Ümumi cəhət olaraq hərəkət zamanı onların sıxılmadığını qəbul edəcək, onları təşkil edən hissələrin müxtəlif sürətlərə malik olduqlarını nəzərə almayacaq, yalnız, həcmin verilmiş nöqtədəki sürətləri ilə maraqlanacağıq. **Əgər axının verilmiş nöqtədəki sürəti zaman keçdikcə dəyişməzsə belə axın stasionar axın adlanır.**

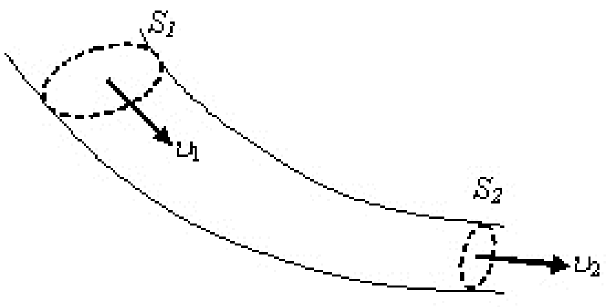
Təbəqələri arasında sürtünmə qüvvəsi olmayan və mütləq sıxılmayan maye ideal maye adlanır. Mayenin hərəkəti **cərəyan xətləri** və **cərəyan borusu** anlayışları ilə xarakterizə olunur. **Hər bir nöqtəsində sürət vektoru toxunan istiqamətdə yönələn xətt cərəyan xətti, cərəyan xətləri çoxluğundan ibarət və onlarla hüdudlanmış boru cərəyan borusu adlanır.** Maye axan borunun daxili divarı cərəyan borusunu məhdudlaşdırır. Cərəyan borusunda axın sürətinin böyük olan yerində cərəyan xətləri sıx, sürət kiçik olan yerdə seyrək olur.

Tutaq ki, en kəsiyi dəyişən sonsuz uzun boruda ideal maye axır (şəkil 9.1). Bu boruda bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən iki S_1 və S_2 en kəsiklərindən Δt müddətində keçən maye həcmini hesablayaq. S_1 en kəsiyindən mayenin keçmə sürətini υ_1, S_2 en kəsiyindən keçmə sürətini isə υ_2 ilə işarə edək. Birinci en kəsikdən Δt müddətində keçən mayenin həcmi $\Delta V_1 = S_1\upsilon_1\Delta t$, ikinci en kəsikdən həmin müddətdə keçən mayenin həcmi isə $\Delta V_2 = S_2\upsilon_2\Delta t$ olacaqdır.

Maye mütləq sıxılmayan olduğundan hərəkət zamanı axında onun həcmi dəyişməməlidir, yəni borunun ixtiyari kəsiyindən eyni zamanda keçən mayenin həcmləri bir-birinə bərabər olmalıdır. Bu səbəbdən $\Delta V_1 = \Delta V_2$ yazıb Δt-ləri ixtisar etsək, alarıq

$$S_1\upsilon_1 = S_2\upsilon_2 \qquad (9.1)$$

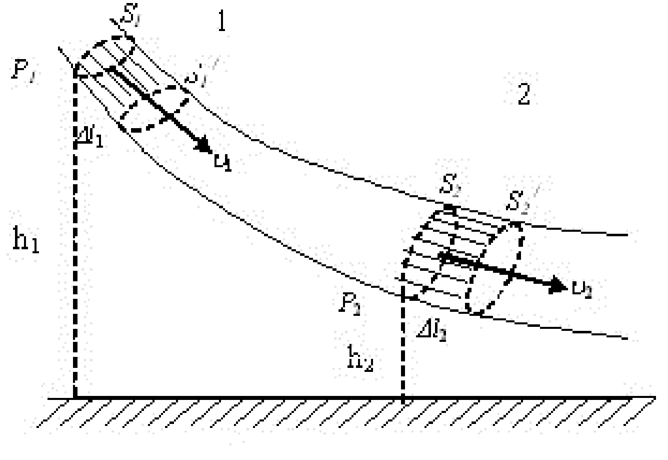
downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 9.1

Bu, **axının kəsilməzliyini** ifadə edən bərabərlikdir. (9.1)-dən belə nəticə çıxır ki, borunun en kəsiyi böyük olan yerdə axının sürəti kiçik, en kəsiyi kiçik olan yerdə isə axının sürəti böyükdür.

3. Bernulli tənliyi. Tutaq ki, şəkil 9.2-də göstərildiyi kimi yerləşmiş cərəyan borusunda ideal maye stasionar axır.



Şəkil 9.2

Onun bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşmiş S_1 və S_2

downloaded from KitabYurdu.org

kəsiklərində axının sürəti υ_1 və υ_2-dir. S_1 və S_2 kəsikləri arasında olan maye kütləsi Δt müddətində yerini dəyişərək $S_1^{/}$ və $S_2^{/}$ vəziyyətini alır. Mayenin bu yerdəyişməsini $S_1S_1^{\cdot/}$ aralığında olan Δm maye kütləsinin $S_2S_2^{\cdot/}$ aralığına yerini dəyişməsi ilə əvəz etmək olar, çünki maye kəsilməzdir və $S_1\,S_2$ aralığı elə bil ki, yerində qalır. Elementar Δt müddətini elə seçək ki, $S_1^{\cdot/}$ en kəsiyi $S_1^{\cdot}$-dən, $S_2^{\cdot/}$ en kəsiyi S_2-dən fərqlənməsinlər. Bu şərt daxilində υ_1 və υ_2 sürətlərini də dəyişməz qəbul etmək olar. Onda S_1 və $S_1^{/}$ oturacaqlara malik silindrik maye sütununun uzunluğu (mayenin Δt müddətində getdiyi yolu) $\Delta l_1=\upsilon_1\Delta t$ və uyğun olaraq $\Delta l_2=\upsilon_2\Delta t$ yazmaq olar. Bu maye sütunlarının seçilmiş səviyyədən olan hündürlüklərini h_1 və h_2 ilə göstərək. $S_1S'_1$ aralığında olan Δm maye kütləsinin enerjisini isə E_1 ilə işarə edək. Bu kütlə 1 vəziyyətindən 2 vəziyyətinə yerini dəyişərkən onun enerjisinin dəyişməsi P_1 və P_2 təzyiqlərinə (təzyiq vahid səthə düşən qüvvə olub $P=\dfrac{F}{S}$ -ə bərabərdir) uyğun qüvvələrin gördüyü işlərin fərqinə bərabər olacaqdır:

$$E_2\text{-}E_1=A_1\text{-}A_2 \qquad (9.2)$$

Hərəkət edən maye Yerlə qarşılıqlı təsirdə olduğundan onun tam enerjisi kinetik və potensial enerjilərin cəmindən ibarət olacaqdır. Onların ifadələrini (9.2) düsturunda nəzərə alsaq

$$\frac{\rho S_2\upsilon_2\Delta t\upsilon_2^2}{2}+\rho gS_2\upsilon_2\Delta th_2-\frac{\rho S_1\upsilon_1\Delta t\upsilon_1^2}{2}-\rho gS_1\upsilon_1\Delta th_1=$$
$$=P_1S_1\upsilon_1\Delta t-P_2S_2\upsilon_2\Delta t$$

olar. Bu ifadənin bütün hədlərini (9.1) düsturunu nəzərə alaraq $\Delta V=S\upsilon\Delta t$ həcminə bölək və eyni indeksli hədləri bərabərliyin eyni tərəfində yazaq

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2}+\rho gh_1+P_1=\frac{\rho\upsilon_2^2}{2}+\rho gh_2+P_2\,. \qquad (9.3)$$

Bu bərabərlik göstərir ki, **stasionar ideal maye axınının enerji sıxlığı borunun bütün en kəsiklərində eyni olub**

downloaded from KitabYurdu.org

dəyişməz qalır. Bu üç həddin cəmi bütün en kəsikləri üçün sabit olduğundan ümumi halda onu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{\rho\upsilon^2}{2} + \rho gh + P = const. \qquad (9.4)$$

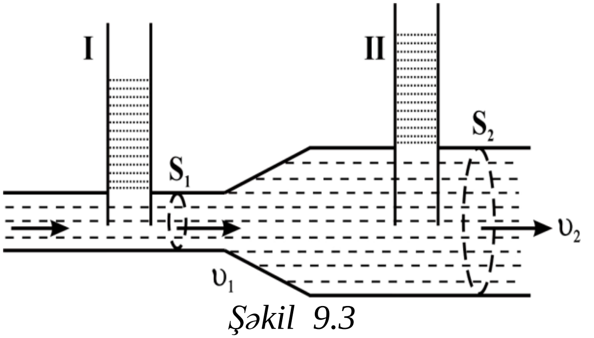
Bu ifadə **Bernulli düsturu** adlanır və stasionar ideal maye axınında enerji sıxlığının saxlanma qanununu ifadə edir. Bu ifadə praktikada geniş tətbiq olunur və mayenin təzyiqini ölçmək üçün ondan istifadə edilir. Bu düstura daxil olan $\frac{\rho\upsilon^2}{2}$ - **dinamik**, ρgh -**hidrostatik**, P - isə **statik** təzyiq adlanır.

4. Bernulli düsturundan çıxan nəticələr: Borunun iki en kəsiyi üçün yazılmış (9.3) düsturundan istifadə edərək ondan çıxan bəzi nəticələri araşdıraq.

1) Tutaq ki, cərəyan borusu üfüqi yerləşmişdir (şəkil 9.3), yəni h_1=h_2-dir. Onda (9.3) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2} - \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} = P_2 - P_1 \qquad (9.5)$$

Buradan görünür ki, axının sürəti böyük olan yerdə (sol tərəf müsbətdir) statik təzyiq kiçik olur, yəni sağ tərəfin də müsbət olması üçün P_2>P_1 olmalıdır.



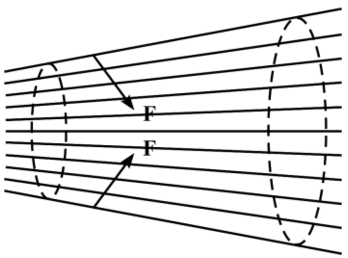
Şəkil 9.3

Bu nəticəni təcrübədə yoxlamaq üçün cərəyan borusunun en kəsiyinin müxtəlif olan yerlərinə şaquli borular salırlar (bu

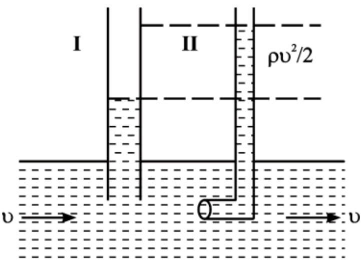
downloaded from KitabYurdu.org

borular **Pito boruları** adlanır). Təcrübə göstərir ki, cərəyan borusunun en kəsiyi böyük olan yerinə salınmış Pito borusunda mayenin səviyyəsi yuxarı olur. Pito borusunda qalxan maye sütunu cərəyan borusunun daxilindəki statik təzyiqi göstərir. Deməli, cərəyan borusunun en kəsiyi böyük olan yerdə statik təzyiq böyük olur. Borunun genişlənən yerində statik təzyiqin artmasını impulsun dəyişməsi ilə izah etmək olar. Borunun en kəsiyi dəyişdikdə axının sürəti və impulsu dəyişir. İmpulsu dəyişdirən qüvvə səthə perpendikulyar olub mayenin daxilinə yönəlir. Bu qüvvələrin istiqaməti şəkil 9.4-də göstərilmişdir. Göründüyü kimi, bu qüvvələr cərəyan borusunun genişlənən istiqamətində yönəlirlər və ona görə də en kəsiyi böyük olan yerdə statik təzyiqi artırırlar.

2) Cərəyan borusu üfüqi yerləşmişdir və onun bütün nöqtələrində en kəsiyi eynidir (şəkil 9.5).



Şəkil 9.4



Şəkil 9.5

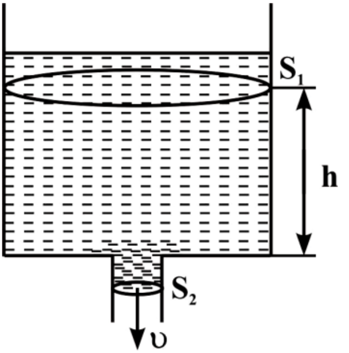
Cərəyan borusuna şəkildə göstərildiyi kimi iki Pito borusu salaq. İkinci boruda mayenin səviyyəsi birinci borudakı mayenin səviyyəsindən yuxarıda olur. Birinci borunun axın daxilində olan ucunda mayenin sürəti axının sürətinə bərabərdir ($\upsilon_1 = \upsilon$) və ona görə də həmin Pito borusunda maye sütununun hündürlüyü statik təzyiqə bərabər olacaqdır. İkinci Pito borusunun axında olan ucunda mayenin sürəti sıfra bərabərdir (υ_2=0). Deyilənləri (9.5) düstüründa nəzərə alsaq

downloaded from KitabYurdu.org

$$P_2 - P_1 = \frac{\rho \upsilon^2}{2} \text{ və ya } P_2 = P_1 + \frac{\rho \upsilon^2}{2}$$

olar. Buradan görünür ki, ikinci boruda maye sütununun hündürlüyü statik və dinamik təzyiqlərin cəmini göstərir. Borulardakı maye sütunlarının fərqini təcrübədən təyin edərək onların fərqi ilə ifadə olunan dinamik təzyiq hesablanır. Dinamik təzyiqi və mayenin sıxlığını bilərək cərəyan borusunda mayenin axma sürətini tapırlar. Borudan axan mayenin miqdarını ölçən maye sayğacının iş prinsipi yuxarıda deyilənlərə–dinamik təzyiqin ölçülməsinə- əsaslanmışdır.

3) Tutaq ki, cərəyan borusu, en kəsikləri bir-birindən kəskin fərqlənən, ardıcıl birləşdirilmiş iki borudan ibarət olub, şaquli yerləşdirilmişdir (şəkil 9.6). Borunun üst və alt hissələrinə eyni atmosfer təzyiqi təsir göstərir və ona görə də $P_1=P_2$ yazmaq olar.



Şəkil 9.6

Bu şərti (9.3) düsturunda nəzərə alsaq

$$\frac{\rho \upsilon_1^2}{2} + \rho g (h_1 - h_2) = \frac{\rho \upsilon_2^2}{2}$$

olar. S_1 kəsiyi S_2-dən çox-çox böyük olduğundan (9.1) düsturuna görə $\upsilon_1 \ll \upsilon_2$ olur. Bu halda $\upsilon_1=0$ və h_1-h_2=h yazmaq olar. Burada h geniş borudakı mayenin hündürlüyüdür. Bu şərtləri nəzərə alsaq, axırıncı düsturdan mayenin ikinci borudan axma sürəti üçün aşağıdakı düstur alınar:

downloaded from KitabYurdu.org

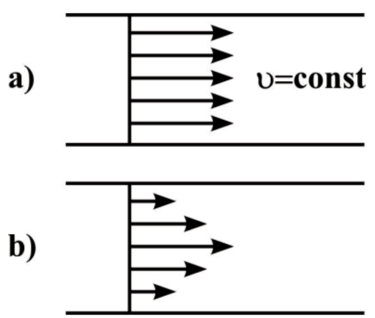
$$\upsilon = \sqrt{2gh}$$

Bu h hündürlükdən sərbəst düşən cismin aldığı sürətdir.

Bu nəticələrdən borularda qaz və mayelərin, damarlarda qanın hərəkət dinamikasını öyrənmək üçün istifadə edilir.

5. Mayelərin özlülüyü. Daxili sürtünmə qüvvələri. Özlü mayenin stasionar axını. Təbəqələri arasında sürtünmə qüvvəsi olan maye real və ya özlü maye adlanır. İdeal cərəyan borusunda verilmiş en kəsiyin bütün nöqtələrində axın sürəti eyni olur (şəkil 9.7, a).

Real mayedə isə axının sürəti borunun radiusu boyunca olan məsafədən asılıdır: maye özlü olduğu üçün borunun divarına yaxın təbəqə divara yapışır, onun sürəti sıfır olur, borunun simmetriya oxuna yaxınlaşdıqca sürəti artır, simmetriya oxunda axın sürəti ən böyük olur.



Şəkil 9.7

Borunun simmetriya oxundan uzaqlaşdıqca sürətin azalması təbəqələr arasında sürtünmə qüvvəsinin olması ilə izah olunur. Bu sürtünmə qüvvəsi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$F = \xi \frac{\Delta \upsilon}{\Delta r} S . \qquad (9.6)$$

Burada Δr – borunun mərkəzindən hesablanan radiusun dəyişməsi, $\Delta \upsilon$ – bu məsafədə sürətin dəyişməsi, onların nisbəti

downloaded from KitabYurdu.org

olan $\Delta\upsilon/\Delta r$ –**sürət qradiyenti**, S – sürtünən təbəqələrin sahəsi, ξ – isə **özlülük əmsalı** və ya **daxili sürtünmə əmsalı** adlanır. Mayenin temperaturu artdıqca özlülük azalır, qazlarda isə artır. Mayenin temperaturunu dəyişdirməklə elə hal əldə etmək olar ki, maye təbəqələri arasında sürtünmə olmasın. Bu hal **ifrat axıcılıq** adlanır.

6. Hidrodinamik oxşarlıq qanunları. Ölçülülük metodu hidrodinamikada tam nəzəri izahı çətin olan daha mürəkkəb məsələlrin həllində çox effektivlidir. Bu metod, ümumi xarakterli və ya təcrübi məlumatlar əsasında əlavə təsəvvürlərin köməyi ilə çox tez və çox sadə yolla baxılan hadisələr dairəsinə yönəldən, tam olmasa da ilkin mühüm nəticələrə gətirir. Bu metodla tanış olaq. Ölçülülük anlayışı vahidlər sisteminin qurulması ilə əlaqədar yaranmışdır. Fiziki kəmiyyətin ölçüsü onun vahidinin nə qədər böyük olduğunu müəyyən edə bilmir. Bu müxtəlif fiziki kəmiyyətlərin vahidləri arasındakı əlaqə ilə müəyyən edilir. Ölçülülük əsas kəmiyyətin masştabının dəyişməsi zamanı törəmə fiziki kəmiyyətin vahidinin necə dəyişdiyini təyin etmə qaydasını verir. Riyazi düstur şəklində ifadə olunmuş bu qayda **ölçülülük düsturu** adlanır. Fərz edək ki, uzunluq vahidi kilometr, zaman vahidi olaraq dəqiqə götürülmüşdür. Onda bu sistemdə təcilin vahidi km/dəq^2 olacaqdır. Əgər uzunluq santimetrlə, zaman saniyə ilə ölçülərsə təcilin vahidi necə dəyişər? Ölçülülük düsturu bu suala tez cavab verir. 1km/dəq^2 =1000/36 ·sm/san^2. Bu o deməkdir ki, 1km/dəq^2 ilə ölçülmüş təcilin ədədi qiyməti sm/san^2 ilə ölçülmüş təcildən 1000/36 dəfə böyükdür.

Fərz edək ki, iki fiziki kəmiyyət bir biri ilə $y=f(x)$ ifadəsi ilə əlaqədardır. Vahidlərini dəyişmədən fiziki kəmiyyətlərin özünü dəyişək. Fərz edək ki, x və y kəmiyyətləri uyğun olaraq α və β dəfə artaraq $X=\alpha x$ və $Y=\beta y$ bərabər olmuşlar. α və β ədədləri hansı şərti ödəməlidirlər ki, X və Y fiziki kəmiyyətlərinin qiymətləri arasındakı əlaqə köhnə x və y qiymətləri arasındakı

downloaded from KitabYurdu.org

kimi yəni, Y=f(X) olsun. Bu suala **oxşarlıq nəzəriyyəsi** cavab verir. Göründüyü kimi oxşarlıq və ölçülülük nəzəriyyələri bir birindən yalnız formal olaraq, məsələnin qoyuluşu ilə fərqlənirlər. Oxşarlıq nəzəriyyəsi kiçildilmiş və ya böyüdülmüş modellərdə real fiziki sistemin müxtəlif parametrləri arasında kəmiyyət münasibətlərini tədqiq etməyə imkan verir. Beləliklə, əgər müəyyən fiziki hadisə üçün oxşarlıq qanunu məlumdursa, biz daha ucuz və daha təhlükəsiz olsun deyə kiçik miqyasda eksperiment qoya, sonra skeylinq apararaq bizi maraqlandıran miqyas üçün cavabı ala bilərik. Buna görə də oxşarlıq üsulları müasir fizika arsenalında kifayət qədər fəxri yer tutur.

7.Hidrodinamik qeyri tarazlıq. Turbulentlik anlayışı. Real mayenin xüsusiyyətindən və sürətindən asılı olaraq axın **laminar** və **turbulent** ola bilər. Təbəqəli axın laminar axındır. Belə axında maye hissəcikləri bir təbəqədən digərinə keçmirlər, sürətin cərəyan borusunun oxuna perpendikulyar proyeksiyası sıfır olur. Axın elə ola bilər ki, sürətin göstərilən proyeksiyası sıfırdan fərqli olsun. Onda mayenin hissəcikləri bir təbəqədən digərinə keçərək qarışacaq təbəqəli hərəkət pozulacaqdır. Belə hərəkət turbulent hərəkət adlanır. Laminar hərəkətdən turbulent hərəkətə keçid **Reynolds ədədinin** böhran qiyməti ilə xarakterizə olunur. **Reynolds ədədi, axında götürülmüş müəyyən kütlənin kinetik enerjisinin, onun özü boyda yerini dəyişməsi zamanı sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülən işə nisbətinə bərabərdir**, Re ilə işarə olunur və kubik həcm üçün aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\mathrm{Re}=\frac{kinetik\ enerji}{sur.quvv.isi}=\frac{E_k}{A_{sur.or}}=\frac{m\upsilon^2}{2F_{swr.or}.l}=\frac{\rho l^3\upsilon^2 2}{2\xi\frac{\upsilon}{l}l^2 l}=\frac{\rho\upsilon l}{\xi} \qquad (9.7)$$

Məsələn, Reynolds ədədinin böhran qiyməti 1200 olduqda su laminar axından turbulent axına keçir. Reynolds ədədinin daha bir mühüm güclü cəhəti vardır. ρ, υ, ζ, l kəmiyyətləri özlüyündə çox geniş diapazonda dəyişə bilərlər; boru kapilyar da ola bilər, onlarla metr diametrli aerodinamik boru da ola

downloaded from KitabYurdu.org

bilər. Cavab hər halda universaldır və o yalnız Reynolds ədədinə söykənir. Reynolds ədədinin eyni bir qiymətində ρ, υ, ζ, l parametrlərinin qiymətləri ilə fərqlənən hərəkət **oxşar** hərəkət adlanır. Bu şəraitdə mayenin hərəkət mənzərəsi yalnız öz xarakteristikalarının miqyasına görə fərqlənirlər. Bu deyilənlər qazlara da aiddir. Bu cür asılılıq isə yuxarıda dediyimiz kimi **oxşarlıq qanunu** adlanır və onun əsasında bir eksperimental situasiyadan digərinə keçid durur.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 10

Elastiki deformasiya və mexaniki gərginlik

1. İdeal elastiki cisim. Xarici qüvvənin təsiri altında bütün bərk cisimlər öz ölçüsü və formasını dəyişirlər, yəni **deformasiya** edirlər. Xarici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cisim öz əvvəlki ölçü və formasını alarsa belə deformasiya **elastiki deformasiya** adlanır. Elastiki deformasiya zamanı xarici qüvvənin gördüyü iş deformasiya olunmuş cismin elastik potensial enerjisinə çevrilir. Cisimdə xarici qüvvənin əksinə yönəlmiş elastik qüvvə yaranır, xarici təsir kəsildikdən sonra bu qüvvə cismi əvvəlki vəziyyətinə qaytarır. Xarici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cisim öz əvvəlki ölçü və formasını almırsa belə deformasiya **plastiki deformasiya** adlanır. Metalların soyuq emalı- ştamplama, döymə və s. plastiki deformasiyaya əsaslanmışdır. Deformasiyanın elastiki və ya plastiki olması yalnız materialdan deyil, tətbiq olunan qüvvədən də asılıdır. Elastiki deformasiya yalnız o zaman müşahidə edilir ki, cismə təsir edən qüvvə hər bir cismin **elastiklik hüdudundan** kiçik olsun. Əgər qüvvə bu həddi keçirsə deformasiya plastiki olur. Cisimlərin elastiki və ya plastiki cisimlərə ayrılması müəyyən dərəcədə şərtidir. Bütün deformasiyalar dəqiq yanaşmada xarici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra tam yox olmur, buna görə də plastikdirlər. Lakin qalıq deformasiya kiçikdirsə onu nəzərə almamaq olar. Bu zaman qalıq deformasiyanın qiymətinin nə qədər olması konkret şəraitdən asılıdır.

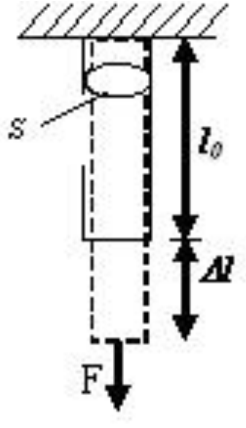
Biz cisimləri **ideal elastiki** hesab edəcəyik. Yalnız elastiki deformasiyaya məruz qala bilən ideallaşmış cisim belə cisimdir. Real cismə tətbiq edilən qüvvələr elastiklik həddini aşmırlarsa bu cür ideallaşmadan istifadə etmək olar. İdeal elastiki cisim üçün təsir edən qüvvə ilə onun yaratdığı deformasiya arasında birqiymətli asılılıq mövcuddur. Plastiki

downloaded from KitabYurdu.org

deformasiya halında bu cür birqiymətli asılılıq mövcud deyil. Plastiki deformasiyadan əvvəl və sonra hər iki halda xarici qüvvənin təsir etməsinə baxmayaraq cisimin müxtəlif formaya malik olması bunu təsdiq edir. Biz kiçik deformasiyanın öyrənilməsi ilə məşğul olacağıq.

2. Elastiki deformasiya və mexaniki gərginlik. Huk qanunu. Deformasiya həndəsi baxımdan 4 cür olur: dartılma (sıxılma), sürüşmə, əyilmə və burulma. Fiziki baxımdan axırıncı iki növ deformasiya dartılma (sıxılma) və sürüşmə deformasiyalarının birlikdə yaranması nəticəsində baş verir.

3. **Dartılma (sıxılma) deformasiyası.** Tutaq ki, uzunluğu l_0 və en kəsiyinin sahəsi S olan çubuq F qüvvəsinin təsiri ilə Δl qədər elastik deformasiyaya uğramışdır (bu zaman onun en kəsiyinin sahəsi azalacaqdır, bu dəyişmə çox kiçik olduğundan nəzərə almamaq olar).



Şəkil 10.1

Huk qanununu ifadə edən (işarə nəzərə alınmır)

$$F=k\Delta l$$

düsturunun hər tərəfini Sl_0 hasilinə (çubuğun ilk həcminə) bölək. Onda

$$\frac{F}{S}\cdot\frac{1}{l_0}=k\frac{1}{S}\frac{\Delta l}{l_0} \quad \text{və ya} \quad \frac{F}{S}=k\frac{l_0}{S}\frac{\Delta l}{l_0} \quad \text{və ya} \quad \sigma=E\varepsilon \qquad (10.1)$$

alarıq. Axırıncı düstur **Huk qanunu** olub çubuğun elastik uzanma (sıxılma) deformasiya qanununu ifadə edir. Burada $\sigma=\frac{F}{S}$ mexaniki gərginlik olub, vahid səthə düşən qüvvəni

downloaded from KitabYurdu.org

göstərir, BS-də vahidi Paskaldır, $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$ nisbəti deformasiya və ya nisbi uzanma adlanır, adsız kəmiyyətdir, E isə dartılmada (sıxılmada) **Yunq modulu** adlanır, cismin ölçülərindən asılı olmayıb yalnız cismin materialından asılıdır, Pa-la ölçülür, $\alpha = \frac{1}{E}$ isə **elastiklik əmsalı** adlanır. Yunq modulu ədədi qiymətcə çubuğu özü boyda uzatmaq üçün lazım olan gərginliyə bərabər kəmiyyətdir. (10.1) düsturu yalnız elastik deformasiya üçün doğrudur. Bu qanunun ödəndiyi hüdud **elastiklik hüdudu** və ya **mütənasiblik hüdudu** adlanır. Bu hüduddan böyük deformasiyalarda xətti asılılıq pozulur və cismin deformasiyası başqa qanunlarla ifadə olunur.

Şəkil 10.1-dən görünür ki, dartılma deformasiyası zamanı çubuğun en kəsiyinin sahəsi azalır, yəni çubuq uzandıqda o uzanmaya perpendikulyar istiqamətdə sıxılma deformasiyasına uğrayır. Deformasiya zamanı çubuğun həcmi sabit qalırsa belə deformasiya **affin deformasiya** adlanır. Müxtəlif bərk cisimlərin uzununa deformasiyası zamanı yaranan eninə deformasiya müxtəlif olur. Ancaq onların nisbəti əksər bərk cisimlər üçün sabit kəmiyyət olub 0,25-ə bərabərdir. Bu kəmiyyət **Puasson əmsalı** adlanır, μ ilə işarə olunur və $\mu = \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_\parallel}$ düsturu ilə hesablanır. Burada $\varepsilon_\parallel$ – uzununa, $\varepsilon_\perp$ – eninə nisbi deformasiyadır.

Uzununa deformasiya zamanı eninə deformasiyanın yaranmasını nəzərə aldıqda elastiklik əmsalı ilə Yunq modulu arasındakı əlaqə aşağıdakı kimi olur:

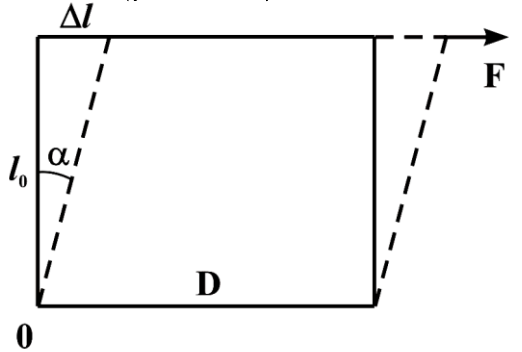
$$\alpha = \frac{(1+\mu)(1-2\mu)}{(1-\mu)E}.$$

Doğrudur bərk cisimlər üçün Puasson əmsalının nəzərə alınması onun elastiklik əmsalını o qədər də dəyişmir. Lakin başqa maddələrdə (məsələn, polimerlərdə) elastiklik əmsalı

downloaded from KitabYurdu.org

nəzərə çarpacaq dərəcədə dəyişir. Bu dəyişiklik həmin maddələrdə mexaniki dalğaların yayılmasında özünü göstərir.

4. Sürüşmə deformasiyası. Tutaq ki, düzbucaqlı çubuğun alt oturacağı bərkidilmiş və onun üst oturacağına toxunan istiqamətdə F qüvvəsi təsir edir. Onda çubuğu təşkil edən laylar bir birinə nəzərən sağa doğru sürüşəcəklər və yan üzlər α bucağı qədər sağa meyl edəcəklər. Sürüşmə deformasiyasında nisbi deformasiya olaraq α bucağı qəbul edilir. Doğrudan da, α-nın kiçik qiymətlərində $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = tg\alpha$ düsturunda $tg\alpha \cong \alpha$ götürsək, $\varepsilon = \alpha$ alınır (şəkil 10.2).



Şəkil 10.2

Onda (10.1) düsturuna analoji olaraq sürüşmə deformasiya qanununu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

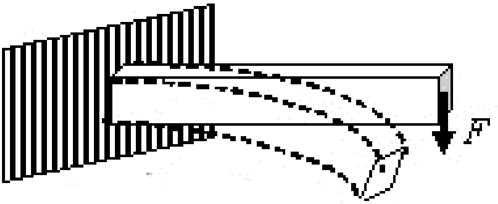
$$\sigma = G\alpha \tag{10.2}$$

Burada G-sürüşmə modulu adlanır, Pa-la ölçülür, ədədi qiymətcə 1 radian sürüşmə bucağı yaradan mexaniki gərginliyə bərabərdir. Cismin ölçülərindən asılı olmayıb, onun materialından asılıdır. Sürüşmə modulunun tərs qiyməti $1/G$ sürüşmə əmsalı adlanır. Əksər materiallar üçün sürüşmə modulu Yunq modulunun yarısından kiçik olur.

5. Əyilmə. Tutaq ki, düzbucaqlı çubuq bir ucundan divara bərkidilmiş, digər ucundan isə onun səthinə toxunan

downloaded from KitabYurdu.org

istiqamətdə F qüvvəsi təsir edir (şəkil 10.3) və çubuq şəkildə göstərildiyi kimi əyilir. Bu əyilmə deformasiyasıdır. Bu deformasiyada çubuğun üst səthi dartılır, alt səthi isə sıxılır, səthlər bir-birinə nəzərən sürüşürlər. Deməli, əyilmə deformasiyası uzanma, sıxılma və sürüşmə deformasiyalarının eyni zamanda təzahürüdir.



Şəkil 10.3

Çubuğun uzunluğu ℓ, eni a, qalınlığı b, elastiklik modulu E olarsa F qüvvəsinin təsirilə onun sərbəst ucunun əyilmə oxu

$$\lambda = \frac{4F\ell^3}{Eab^2}$$

düsturu ilə hesablanır. Çubuq hər iki ucundan sərbəst olaraq dayaqlar üzərində olduqda onun mərkəzinin əyilmə oxunu tapmaq üçün bu düsturda F əvəzinə $\frac{F}{2}$, ℓ əvəzinə $\frac{\ell}{2}$ yazmaq lazımdır. Onda əyilmə oxunu hesablamaq üçün

$$\lambda = \frac{F\ell^3}{4Eab^2} \qquad (10.3)$$

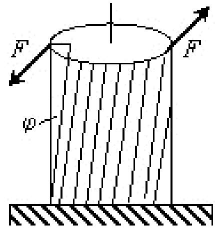
ifadəsi alınır.

6. Burulma. Silindrik çubuğun alt oturacağını bağlayıb üst oturacağına toxunan istiqamətdə cüt qüvvə (qiymətcə bərabər, istiqamətcə bir birinin əksinə yönəlmiş və cismin müxtəlif nöqtələrinə tətbiq edilmiş qüvvə cüt qüvvə adlanır) tətbiq etdikdə cismin layları bir-birinə nəzərən sürüşür və uzunluqları dəyişir. Bu deformasiya burulma deformasiyası

downloaded from KitabYurdu.org

adlanır (şəkil 10.4).

Göründüyü kimi, burulma deformasiyası da uzununa (sıxılma) və sürüşmə deformasiyalarının kombinasiyasından ibarətdir. Silindrin bütün nöqtələrində deformasiya eyni deyildir; silindrin mərkəzindən uzaqlaşdıqca deformasiyanın qiyməti artır.



Şəkil 10.4

Silindrin burulma deformasiya qanunu aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$M=N\varphi$$

Burada φ - burulma bucağı, M-cüt qüvvələrin momenti, N-burulma modulu olub, sürüşmə modulu ilə əlaqəsi aşağıdakı kimidir:

$$N=\frac{\pi\cdot r^4}{2l}G \qquad (10.4)$$

Burada r-silindrin radiusu, l-onun uzunluğudur.

7. Plastik deformasiya. Plastik deformasiya toxunan gərginliyin təsiri altında baş verə və iki üsulla həyata keçə bilər.

1.Müstəvi boyunca **sürüşmə mexanizmində** kristalın bir atom təbəqəsi digər təbəqə boyunca atomlararası məsafənin tam mislinə bərabər diskret kəmiyyət qədər sürüşür.

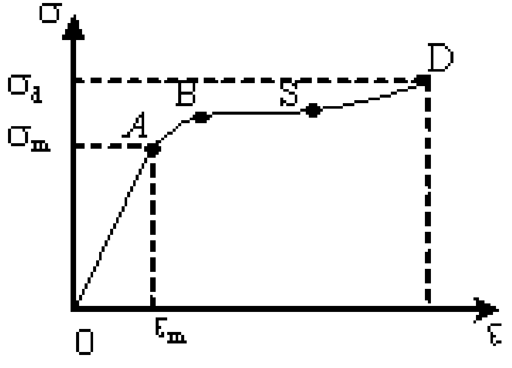
Sürüşmə zolaqları arasındakı aralıqda deformasiya baş vermir. Plastik deformasiya zamanı bərk cisim öz kristallik quruluşunu dəyişmir və elementar qəfəsdə atomların düzülüşü saxlanılır. Atomların ən sıx düzülüşü olan kristalloqrafik müstəvi sürüşmə müstəvisi hesab olunur. Təzyiqlə emal zamanı deformasiyanın bu növü ən xarakterikdir.

downloaded from KitabYurdu.org

2.**İkiləşmə** kristalın bir hissəsinin digər hissəsinə simmetrik vəziyyətə dönməsidir. Simmetriya müstəvisi ikiləşmə müstəvisi hesab olunur. Ikiləşmə adətən həcmə mərkəzləşmiş və heksaqonal qəfəs quruluşlu kristalların plastik deformasiyası zamanı yaranır, deformasiya sürətinin yüksəlməsi və temperaturun azalması ilə ikiləşməyə meyl artır.

Ikiləşmə yalnız xarici qüvvənin təsiri altında deyil, plastik deformasiya olunmuş cismin tab alınması zamanı da yarana bilər. Ikiləşməyə kiçik deformasiya dərəcələrində nail olmaq olar.

8. Gərginlik-deformasiya diaqramı. Yuxarıda qeyd edildi ki, deformasiyanın kiçik dəyişmələrində gərginliyin deformasiyadan asılılığı xətti olur. Deformasiyanın sonrakı artmasında bu asılılıq mürəkkəb xarakter daşıyır. Şəkil 10.5-də əksər materiallar üçün xarakterik olan gərginlik-deformasiya diaqramı göstərilmişdir. Şəkildə *OA* parçası Huk qanununa tabe olan hissədir. *D* nöqtəsi cismin dağılmasına (qırılmasına) uyğundur. Bu nöqtəyə uyğun gərginlik **dağılma gərginliyi** və ya **möhkəmlik hüdudu** adlanır və σ_d ilə işarə olunur. *A* nöqtəsinə uyğun gərginlik elastiklik hüdudu gərginliyidir və σ_m (mütənasiblik hüdudu) ilə işarə olunur.

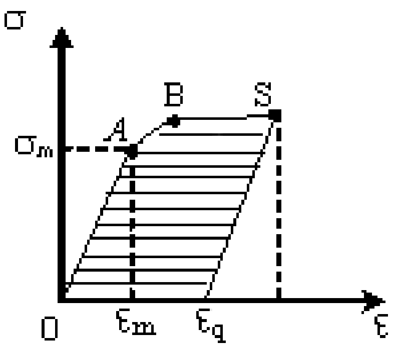


Şəkil 10.5

downloaded from KitabYurdu.org

$\sigma_m = \sigma_d$ olarsa, belə cisim **kövrək cisim** adlanır. Kövrək cisim elastiklik hüdudunda dağılır. *AD* hissəsi plastik deformasiyaya uyğundur. *A* nöqtəsindən başlayaraq *S* nöqtəsinə qədər deformasiya gərginliyə nisbətən daha çox artır. Deformasiyanın bu xarakteri *BS* hissəsində özünü daha aydın göstərir. Plastik deformasiya, əsasən bu hissədə yaranır. Müxtəlif materiallar üçün bu hissənin boyu müxtəlif olur. Məsələn, yüksək keyfiyyətli poladda bu hissə demək olar ki, müşahidə olunmur. *SD* hissəsində gərginliyin artma sürəti yenidən yüksəlir və *D* nöqtəsində cisim dağılır. *S* nöqtəsində cisim xarici təsirdən azad edilərsə ε_q qədər qalıq deformasiya yaranır. Elastik deformasiya yox olur və σ -ε diaqramında deformasiyanın bərpa yolu onun inkişaf yolundan aralı keçir. Bu yollar və ε oxu arasında qalan sahə ədədi qiymətcə plastik deformasiya zamanı cismin vahid həcminə düşən enerji (*w*) itkisinə bərabər olub aşağıdakı düsturla hesablanır (şəkil 10.6):

$$w = \frac{W}{Sl_0} = \int_0^{\varepsilon_q} \sigma(\varepsilon) d\varepsilon$$



Şəkil 10.6

Gərginliyin deformasiyadan asılılıq funksiyası aşkar şəkildə məlum olarsa, bu düstur vasitəsi ilə vahid həcmdəki potensial enerjini hesablamaq olar. Misal olaraq elastiklik hüdudunda cismin potensial enerjisini hesablayaq. Elastiklik hüdudunda gərginliyin deformasiyadan asılılığı $\sigma = E\varepsilon$ şəklindədir. Bu

downloaded from KitabYurdu.org

ifadəni inteqral altında yerinə yazaq və 0-dan ε_m-ə qədər inteqrallayaq:

$$w = \int_0^{\varepsilon_q} E\varepsilon d\varepsilon = \frac{E\varepsilon_m^2}{2}.$$

Bu elastik deformasiyanın vahid həcmə düşən potensial enerjisidir. Buna inanmaq üçün bu düsturda $E = k\frac{l_0}{S}$ və $\varepsilon_m = \frac{\Delta l}{l_0}$ yazmaq kifayətdir. Doğrudan da bunları yerinə yazsaq

$$w = \frac{1}{2}k\frac{l_0}{S}\frac{(\Delta l)^2}{l_0^2} = \frac{1}{2}\frac{k(\Delta l)^2}{Sl_0}$$

olar. Burada $\frac{k\Delta l^2}{2}$ elastik deformasiyanın potensial enerjisi, Sl_0 isə cismin həcmidir.

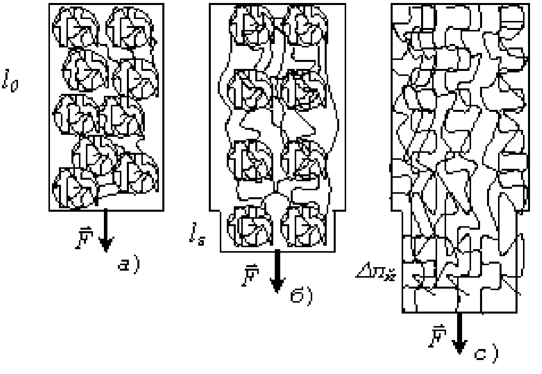
Cismin plastiklik (özlülük), kövrəklik və s. mexaniki xassələri deformasiya sürətindən və temperaturdan asılıdır. Çox böyük sürətli deformasiyalarda cisim özünü kövrək material kimi aparır. Hətta suyu çəkiclə vurduqda şüşə kimi qəlpələrə parçalanır.

9. Polimerlərin deformasiya xüsusiyyətləri. Polimerlərin deformasiyasının başqa cisimlərin deformasiyasından kəskin fərqlənməsi onların molekullarının zəncirvari quruluşa malik olması ilə əlaqədardır. Belə quruluş istər sintetik və istərsə də təbii, o cümlədən biopolimerlərə xasdır. Polimer ucları bir birinin içərisinə keçən yumaqlar toplusu kimi təsəvvür edilir. Şəkil 10.7-də polimer nümunəsinin modeli göstərilmişdir. *a* şəklində polimerin deformasiyaya qədərki halı verilmişdir. Dairələrlə polimerin yumaq şəkilli makromolekulları və onları bir biri ilə birləşdirən makromolekul zəncirinin hissələri təsvir edilmişdir. İlk anlarda *F* qüvvəsinin təsiri ilə polimer elastik deformasiyaya məruz qalır. Bu zaman yumaqlar-dairələr bir birindən uzaqlaşır, yəni yumaqları birləşdirən zəncir hissələri uzanırlar (şəkil 10.7, *b*).

downloaded from KitabYurdu.org

Deformasiyadan əvvəl sistemi təşkil edən hissəciklər bir birilə tarazlıqda olurlar. Cismi sıxarkən və ya uzatdıqda bu tarazlıq pozulur: sıxdıqda hissəciklər arasında itələmə, uzatdıqda cəzbetmə qüvvələri üstünlük təşkil edirlər. Hər iki halda polimerin potensial enerjisi artır, yəni hər iki halda bu qüvvələrə qarşı iş görülür.

Elastiklik hüdudundan sonra polimerlərdə yaranan deformasiya yüksəkelastiklik deformasiyası adlanır. Bu növ deformasiya yalnız polimerlərə xasdır. Bu deformasiya zamanı polimer yumağı açılmağa başlayır; bir birinə dolaşmış zəncir xətt formasını alır (şəkil 10.7, c).



Şəkil 10.7

Yüksəkelastik deformasiyanın qiyməti polimerin xüsusiyyətindən asılı olaraq çox böyük ola bilər. Kauçuk və rezinlərdə nisbi yüksəkelastiklik deformasiyası nümunənin öz ölçüsundən 10-12 dəfə böyük olur. Bu deformasiya zamanı polimer makromolekullarının forması, fəza quruluşu (konformasiyası) dəyişir, polimerin daxili potensial enerjisi dəyişir. Deformasiya zamanı istilik ayrılır. Xarici qüvvəni kəsdikdən sonra polimerə onun yüksəkelastiki deformasiyası zamanı kənara verdiyi qədər istilik miqdarı versək polimer deformasiyadan əvvəlki forma və ölçülərini bərpa edəcəkdir.

downloaded from KitabYurdu.org

Polimerin deformasiyasını davam etdirsək, yüksəkelastiklik deformasiyasından sonra özlüaxıcılıq plastik deformasiya yaranır. Belə deformasiyadan sonra polimer heç bir vasitə ilə öz əvvəlki halını bərpa edə bilmir.

Bioloji sistemlərdə yaranan deformasiyalar da burada qısa şəkildə tanış olduğumuz deformasiyaların qanunauyğunluqlarına tabedir.

downloaded from KitabYurdu.org

II FƏSIL

MÜHAZIRƏ 11

Statistik fizika və termodinamika

1. Fizikada dinamik və statistik qanunauyğunluqlar. Molekulyar fizika çoxlu sayda hissəciklərdən (atom və molekullardan) ibarət olan sistemləri və bu sistemlərdə baş verən hadisələri öyrəndiyinə görə belə sistemlər üçün səciyyəvi olan bəzi məsələlərə diqqət vermək lazımdır. Qeyd edək ki, sistemin çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olması onun daxilində baş verən prosesləri öyrənmək üçün xüsusi metodlardan istifadə etmək zəruriyyəti yaradır. Bu səbəbdən mümkün olan belə metodlar haqqında qısa məlumat verək.

2. Dinamik metod. Çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət sistemlərdə baş verən hadisələri öyrənmək üçün, sistemi təşkil edən hissəciklərdən hər birinin kütləsini və ona təsir edən yekun qüvvəni bilmək kifayətdir. Çünki, hissəciklərin hər biri üçün hərəkət tənliyini (Nyutonun 2-ci qanununun riyazi ifadəsini) tərtib etdikdən sonra alınan diferensial tənliklər sistemini başlanğıc şərtlər daxilində həll etməklə, sistemə daxil olan hissəciklərdən hər birinin yerdəyişmə vektorunun zamandan asılılığı, yəni $\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)$ asılılığı, müəyyən oluna bilər. $\mathbf{r}(t)$-dən zamana görə birinci tərtib törəmə alsaq maddi hissəciyin sürətini, ikinci tərtib törəmə alsaq isə təcilini təyin edə bilərik. Bu kəmiyyətləri bildikdən sonra maddi hissəciyin impulsunu, kinetik enerjisini və onun hərəkətini xarakterizə edən digər fiziki kəmiyyətləri müəyyən etmək olar. Məsələnin belə həll metodu **dinamik metod** adlanır. Dinamik metod ilk baxışda cəzbedici görünür. Lakin, deyilənləri axıradək icra

downloaded from KitabYurdu.org

etmək o qədər də asan məsələ deyildir. Bu yolda qarşımıza iki ciddi çətinlik çıxır. Bunlardan biri baxılan sistemlərin (cisimlərin) çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olmasıdır. Ən kiçik makroskopik sistem olan 1 qram mol maddə təxminən 10^{23} molekuldan ibarətdir. Bu sistemi dinamik üsulla öyrənmək üçün, bütün molekulların koordinat (x_i, y_i, z_i) və impulslarını (p_x, p_y, p_z) müəyyənləşdirmək lazımdır. Qarşıya qoyulan bu məsələni həll etmək üçün 6×10^{23} tənlik tərtib edərək onları həll etmək lazımdır. Tərtib olunan çoxlu sayda diferensial tənliklərdən ibarət mürəkkəb sistemi həll etmək üçün hər molekulun halını müəyyənləşdirən başlanğıc şərtlərini, müəyyən bir anda molekulların koordinat və impulslarının qiymətlərini bilməliyik. Bu isə özü özlüyündə çox müşkül məsələdir. Bir saniyədə 1 milyon əməliyyat aparan kompüterdən istifadə etsək, qarşımıza qoyduğumuz bu məsələni illər boyunca fasiləsiz işləməklə həll edə bilərik. Bu isə praktik cəhətdən tamamilə əlverişsiz olmaqla yanaşı ağıla sığmayan işdir. İkinci çətinlik birincidən az əhəmiyyətli deyildir. Məsələ ondadır ki, hətta müasir kompüterlərlə mümkünsüz məsələni həll edə bilsək də, yəni hədsiz dərəcədə çoxlu sayda molekulların koordinat və impulslarından ibarət nəhəng cədvəl tərtib etsək də bu cədvəl bir şeyə yaramaz. Çünki əldə etdiyimiz rəqəmlər “dəryasından” istifadə etməklə, sistemin halını xarakterizə edən makroskopik parametrlər (həcm, təzyiq, temperatur) arasındakı əlaqələri müəyyən etmək praktik olaraq mümkün deyildir.

3. Statistik metod. Yuxarıdakı qısa şərhdən göründüyü kimi, dinamik metod çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olan sistemdə gedən prosesləri öyrənmək üçün tamamilə əlverişsizdir. Başqa sözlə desək, belə sistemlərdə gedən fiziki prosesləri öyrənmək üçün sistemi təşkil edən hər bir hissəciyi, yalnız onu xarakterizə edən fərdi fiziki kəmiyyətlərlə təsvir etməklə hissəciyin fərdi hərəkətini müəyyənləşdirmək yolu olan dinamik metod yaramır. Çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət

downloaded from KitabYurdu.org

sistemləri ayrı ayrı hissəciklərə aid fərdi kəmiyyətlərlə deyil, hissəciklər toplusuna yəni, bütövlüklə sistemə xas olan kəmiyyətlərlə xarakterizə etdikdə ümidverici nəticələr alınır. Belə sistemlər statistik qanunlara tabedir. Sistemi təşkil edən hissəciklərin sayı çox olduqca, statistik yolla əldə edilən nəticələr daha etibarlı olur. Statistik sistemlərdə mövcud olan qanunlar ehtimal nəzəriyyəsinə əsaslanaraq statistik metodla müəyyənləşdirilir. Bu metodla az miqdarda hissəciklərdən ibarət sistemlərdə gedən fiziki prosesləri öyrənmək olmaz. Statistikada sistemi təşkil edən hissəciklərdən hər biri hissəciklər toplusunun orta xarakteristikaları ilə təsvir olunur. Məsələn, statistik metodda söhbət ayrı ayrı hissəciklərin (fərdi hissəciklərin) enerjisindən deyil, bir hissəciyə düşən orta enerjidən gedir.

4. Termodinamik metod. Bir az əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, statistik metodla yalnız çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olan sistemləri tədqiq etmək olar, başqa sözlə statistik metodun əsasını sistemdəki hissəciklər sayının kifayət qədər çox olması təşkil edir. Bu növ sistemlərdə baş verən fiziki hadisələri başqa metodla da öyrənmək mümkündür. Müəyyən olunmuşdur ki, sistemdə baş verən hadisələrin daxili mexanizminə fikir vermədən də sistemi bütövlükdə xarakterizə edən makroskopik fiziki kəmiyyətləri və onlar arasındakı əlaqələri müəyyən etmək mümkündür. Belə yanaşma üsulu **termodinamik metod** adlanır. Termodinamik metodun mümkünlüyü sistemin çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət olmasındadır. Bu mümkünlük onunla əlaqədardır ki, çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət sistemin termodinamik tarazlıq halında sistemin halını xarakterizə edən makroskopik parametrlər onu təşkil edən hissəciklərin koordinat və impulslara görə ilkin paylanma detallarına qarşı həssas deyildir. Termodinamik tarazlıqdakı sistemin təcrübi yolla ölçülmüş parametrləri (temperatur, təzyiq və s.) sistemin orta xarakteristikaları olmaqla yanaşı hal parametrləridir. Sistemin

downloaded from KitabYurdu.org

makroskopik xarakteristikası olan hal parametrləri onun yalnız verilmiş konkret halını xarakterizə edir, onun bu hala haradan və hansı yolla gəlməsindən asılı deyildir. Məsələn, sistemin temperaturu 15 kelvindirsə sistemin soyudulma yaxud qızdırılma yolu ilə, izotermik yoxsa adiabatik və sair proseslərdən hansını icra etməklə bu hala gəlməsinin 15 kelvinə heç bir dəxli yoxdur. Vacib olanı odur ki, verilmiş anda sistemin temperaturu 15 kelvindir. Eyni sözləri təzyiq haqqında da demək olar. Deyilənlərdən göründüyü kimi p və T tarazlıqda olan makrosistemin halını təsvir edən hal parametrləridir. Termodinamik metodda sistemin halını xarakterizə edən müəyyən makroskopik kəmiyyətlər temperatur, təzyiq, daxili enerji və sair arasında mövcud olan əlaqələr müəyyənləşdirilir. Məsələn, müəyyən qaz kütləsini üç makroskopik fiziki kəmiyyətlə həcm, temperatur və təzyiqlə xarakterizə edərək təcrübi yolla bunlar arasında əlaqə yaratmaq mümkündür: Boyl-Mariott, Gey-Lüssak və sair qanunlar məhz bu kəmiyyətlər arasında əlaqə yaradan qanunlardır. Bir az əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, haqqında söhbət etdiyimiz məsələləri statistik metodla da həll etmək mümkündür. Deməli, statistik və termodinamik metodlar eyni məsələləri müxtəlif yollarla həll edən metodlardır. Onu da unutmaq olmaz ki, bu metodlardan hər birinin özünə məxsus xüsusiyyətləri var. Məsələn, termodinamikada $pV = RT$ ifadəsi təcrübi yolla, statistik fizikada isə nəzəri olaraq ($p = nkT$ şəklində) müəyyənləşdirilir. Buradakı hər iki ifadə eyni məna daşıyır. Doğrudan da N - bir mol qazdakı molekulların sayını, V isə 1 mol qazın həcmini ifadə etdiyindən, vahid həcmdəki molekulların sayı: $n = N/V$ olar. $Nk = R$ yazsaq, $P = nkT/V = RT/V$, yəni $pV = RT$ olur.

5. Makroskopik hallar. Fiziki kəmiyyətlər və fiziki sistemlərin halları. Çox sayda hissəciklərdən ibarət olan qaz, maye, bərk cisim, ümumiyyətlə ixtiyari maddələr toplusu **makroskopik** və ya **termodinamik sistem** adlanır. Bu sistemi

downloaded from KitabYurdu.org

təşkil edən hissələr öz aralarında və xarici cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə, enerji və maddə mübadiləsində ola bilər.

Termodinamika belə makroskopik sistemdə yaranan dəyişiklikləri enerji baxımından təhlil edir, onun halının dəyişməsi şərtlərini müəyyənləşdirir. Makroskopik sistemin halını müəyyən edən parametrlər **termodinamik parametrlər** adlanır. Bu parametrlər sistemin sıxlığı, konsentrasiyası, həcmi, təzyiqi, enerjisi, temperaturu və s. kəmiyyətlərdir. Termodinamikada təzyiq, həcm və temperatur verildikdə sistemin halı tam təyin olunur. Bu parametrlərdən biri olan temperatur təkcə termodinamikada deyil, bütün fizikada əsas parametrdir. Temperatur fiziki sistemin qızma dərəcəsini göstərən kəmiyyətdir. Fiziki sistemin xassələri temperaturdan asılıdır. Məsələn, metalı qızdırdıqda genişlənir, xüsusi müqaviməti artır, yarımkeçiricinin müqaviməti isə azalır, müəyyən şəraitdə mayenin, qazın həcmi və təzyiqi dəyişir. Temperaturdan asılı olaraq cisimlərin başqa parametrləri dəyişir. Bu dəyişikliklərin hər biri temperaturun ölçülməsi üçün istifadə oluna bilər. Sistemin parametrini temperaturdan asılı olaraq ölçdükdə temperatur dəyişməsi haqqında fikir söyləmək olur, temperaturun özü kəmiyyətcə təyin olunmur. Onu təyin etmək üçün obyektiv fiziki hadisəyə əsaslanmaq lazımdır. Belə hadisə olaraq müəyyən şəraitdə suyun donması, onun qaynaması, kristalın əriməsi, sabit maqnitin maqnitsizləşməsi və s. götürülə bilər. Göstərilən hadisələr müəyyən şəraitdə, sabit temperaturlarda baş verir. Bu temperaturları kəmiyyətcə bir birilə müqayisə etmək olar. Bu məqsədlə götürülmüş ölçü cisminin xassələrinin temperaturdan asılılığı eyni tərzdə, monoton olmalıdır. Belə ölçü cismi **termometrik cisim,** onun temperaturdan asılı olan xassəsi isə **termometrik kəmiyyət** adlanır. Məsələn, civə termometrik cisim, onun həcmi isə termometrik kəmiyyətdir. Termometrik cisim özü ölçdüyü temperaturu dəyişməməlidir. Ona görə də onun ölçüsü və kütləsi çox kiçik olmalıdır. Məsələn, nazik borunun içərisinə tökülmüş

downloaded from KitabYurdu.org

az miqdarda civə temperaturu ölçüləcək nöqtənin halını dəyişə bilməz. Ona görə də o, temperaturu ölçmək üçün istifadə oluna bilər. Borunu donmaqda olan suyun içərisinə saldıqda civənin borudakı səviyyəsini 0^o, qaynayan suyun içərisinə saldıqda civənin borudakı səviyyəsini 100^o ilə işarə etməklə bu iki hadisənin temperaturu təyin olunur. 0^o-la 100^o arasındakı aralıq 100 bərabər hissəyə bölünür. Belə hazırlanmış cihaz **civəli termometr**, bu temperatur şkalası isə **Selsi şkalası** adlanır. Bu şkala praktikada ən çox işlədilən temperatur şkalasıdır. Bu şkala iki fiziki hadisənin baş vermə temperaturlarına əsasən hazırlanmışdır. Bu temperaturlar **reper nöqtələri** adlanır. Selsi şkalasının reper nöqtələri, yəni suyun normal şəraitdə donma və qaynama temperaturları yüksək dəqiqliklə təyin oluna bilmir. Təcrübələr göstərdi ki, suyun üçlük nöqtəsini daha dəqiq təyin etmək olur. Bu nöqtəyə yəni, bir reper nöqtəsinə əsasən qurulmuş temperatur şkalası **Kelvin şkalası** və ya **mütləq temperatur şkalası** adlanır. Bu şkalada reper nöqtəsi 273,16 K-nə uyğun gəlir. Bu şkalada termometrik cisim olaraq ideal qaz, termometrik kəmiyyət olaraq qazın həcmi ilə onun təzyiqinin hasili götürülür. Boyl-Mariott qanununa görə bu hasil verilmiş qaz kütləsi üçün yalnız temperaturdan asılıdır və onunla düz mütənasibdir. Temperatur sıfır olduqda hasil sıfır olur. Həcm sıfır ola bilməz, ona görə də təzyiq sıfır olmalıdır. Təzyiq atom və molekulların hərəkəti ilə əlaqədar olduğu üçün demək olar ki, həmin temperaturda hərəkət olmur. Hərəkətin kəsildiyi temperatur **mütləq sıfır nöqtəsi** adlanır. Deməli, mütləq sıfır nöqtəsində atom və molekulların istilik hərəkəti kəsilir, lakin hələ müəyyən növ hərəkət qalır. Bu hərəkətə uyğun enerji **sıfırıncı enerji** adlanır.

Mütləq sıfır ən aşağı temperatur qəbul edilir. Yuxarıda qeyd edildi ki, ən aşağı nöqtəsi mütləq sıfra üyğun gələn şkala mütləq temperatur şkalası və ya Kelvin şkalası adlanır. Bu şkala ilə ölçülmüş temperatur həmişə müsbət qiymətlə ifadə olunur. Bu şkala dəqiq olaraq yalnız termodinamikanın ikinci

downloaded from KitabYurdu.org

qanunu əsasında qurula bilər.

Düzdür, ideal qaz termometri müəyyən temperatur intervalında belə şkalanı ödəyir. Lakin çox aşağı (mütləq sıfıra yaxın) və çox yuxarı temperaturda qaz nə qədər seyrək olsa da ideal qaz qanunlarına tabe olmur. Aşağı temperaturlarda mayeləşir, yuxarı temperaturlarda dissosiasiya edir, ionlaşır və s.

Temperaturun ölçülməsi onun statistik xarakterli kəmiyyət olmasına əsaslanmışdır. Temperaturu təyin etdikdə gözləmək lazımdır ki, makroskopik sistemlə termometrik cisim arasında termodinamik tarazılıq yaransın. Zamandan asılı olmayaraq makroskopik sistemin halı sabit qalarsa, onun halı **termodinamik tarazlıq halı** adlanır. Makroskopik sistem termodinamik tarazlıqda olduqda onun bütün hissələrində temperatur və təzyiq eyni qiymətə malik olur. Termodinamik tarazlıqda olan makroskopik sistemin makroskopik parametrləri sabit qalır, mikroskopik parametrləri məsələn, molekulların koordinatları, sürəti zaman keçdikcə dəyişə bilər.

Makroskopik sistemin bir termodinamik haldan digərinə keçməsi **termodinamik proses** adlanır. Bu keçid çox kiçik sürətlə baş verərsə yəni elə sürətlə ki, ardıcıl keçidlərdə sistemin termodinamik parametrlərinin dəyişməsi sonsuz kiçik olsun, belə prosesə **tarazlı proses** deyilir. Tarazlı prosesin bütün mərhələlərində sistem termodinamik tarazlıq halında olmalıdır. Əgər bu şərt ödənməzsə sistemin bir haldan digər hala keçidi **qeyri tarazlı proses** olur. Belə prosesdə sonlu müddətdə sistemin termodinamik parametrləri sonlu dəyişikliyə məruz qalır, yəni termodinamik tarazlıq pozulur. Böyük sürətlə gedən proseslərdə makroskopik sistem tarazlıq halı əldə etməyə vaxt tapmır. Məsələn, normal şəraitdə həcmi 1 m^3 olan qazda təzyiqin bütün hissələrdə bərabərləşməsi üçün 10^{-3} san vaxt tələb olunursa (bu bərabərləşmə səsin qazda yayılma sürətilə baş verir), temperaturun bərabərləşməsi üçün 10^5 san vaxt tələb olunur. Bu misal göstərir ki, tarazlı proses

downloaded from KitabYurdu.org

əldə etmək üçün makroskopik sistem bir haldan digər hala nə qədər kiçik sürətlə keçməlidir.

6. Ehtimal və orta qiymət. Təsadüf xarakterli hadisələri (Broun hərəkəti və s.) xarakterizə edən kəmiyyətlərin orta qiyməti anlayışı ilə tanış olaq. Asanlıqla inana bilərik ki, orta qiymət ehtimalla əlaqədar kəmiyyətdir. Bu məqsədlə Broun hərəkətinə nəzər salaq. Hər hansı bir broun zərrəciyinin bərabər zaman fasilələrində getdikləri yolun uzunluqlarını $x_1, x_2, \ldots, x_i$ ilə işarə edək. Ümumi halda bu yollardan eyni olanları da ola bilər. Bu səbəbdən, fərz edək ki, x_1 yerdəyişməsi n_1 dəfə, x_2 yerdəyişməsi n_2 dəfə, nəhayət, x_i yerdəyişməsi isə n_i dəfə təkrarlanmışdır. Belə olduqda yerdəyişmələrin bu yerdəyişmələrin sayına görə orta qiyməti belə təyin edilir:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i n_i x_i}{\sum_i n_i} = \frac{\sum_i n_i x_i}{N} = \sum_i \frac{n_i}{N} x_i$$

Burada, $w_i = \frac{n_i}{N}$ kəmiyyəti baxılan hissəciyin icra etdiyi N sayda yerdəyişmələrdən n_i dənəsinin getdiyi yolun uzunluğunun x_i-yə bərabər olma ehtimalıdır. Göründüyü kimi, yerdəyişmənin orta ($\bar{x}$) qiyməti x_i-lərin baş vermə ehtimalları cəminə bərabərdir:

$$\bar{x} = \sum_i w_i x_i$$

x kəsilməz, dəyişən kəmiyyət olduqda, cəm işarəsi inteqrallama ilə əvəz olunur:

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} w(x) x dx$$

İnteqralın sərhədləri orta qiyməti təyin olunan kəmiyyətin dəyişmə intervalının sərhədlərinə görə müəyyənləşdirilir.

7. İdeal qaz modeli. İdeal qazın hal tənliyi. Fizikanın başqa bölmələrində olduğu kimi molekulyar fizikada da öyrənilən obyektlərin və proseslərin modelindən istifadə edilir.

downloaded from KitabYurdu.org

Bu modellərdən biri ideal qaz modelidir. Aralarında qarşılıqlı təsir olmayan maddi nöqtələr toplusu **ideal qaz** adlanır. Çox seyrəldilmiş və temperaturu kifayət qədər yüksək olan ixtiyari qaz ideal qaz kimi qəbul edilə bilər. Əsas şərt ondan ibarətdir ki, qaz molekulları arasında qarşılıqlı təsir olmasın və ya çox az olsun. Məlumdur ki, qaz molekullarının effektiv diametri 10^{-10} m tərtibindədir, onlar arasında qarşılıqlı təsir məsafəsi də təqribən belədir. Qarşılıqlı təsir enerjisi məsafə artdıqda kəskin azalır. Məsələn, normal şəraitdə əksər qazların konsentrasiyası (vahid həcmə düşən molekulların sayı) 10^{25} m^{-3}, onlar arasındakı məsafənin orta qiyməti isə 10^{-8} m-dir, yəni molekulların effektiv diametrindən təqribən 100 dəfə böyükdür. Bir-birindən belə böyük məsafədə olan molekullar arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olar. Ona görə də normal atmosfer təzyiqində və temperaturu 273 K ətrafında olan ixtiyari real qaza ideal qaz kimi baxmaq olar.

İdeal qaz makroskopik sistem olduğu üçün onun halı termodinamik parametrlərlə xarakterizə olunur. Xarici təsir olmadıqda bu parametrlər təzyiq, həcm və temperaturdur. Bu parametrlərdən təzyiq və temperatur bilavasitə qazın daxili halını ifadə edir. Çünki onlar qazın enerjisi ilə təyin olunurlar. Həcm isə qazın xarici parametri adlanır. Qaz olan qabın divarlarının yerini dəyişdikdə onun həcmi dəyişir. Həcmin dəyişməsi qazın təzyiqinin və temperaturunun dəyişməsinə səbəb olur. Deməli, bu üç parametr bir birilə əlaqədardır.

Seyrəldilmiş qazlarla aparılmış təcrübələr nəticəsində ideal qazları xarakterizə edən bu termodinamik parametrlər arasında əlaqələr müəyyən edilmişdir.

Ümumi halda təzyiq, həcm və temperaturu dəyişməklə ideal qaz bir termodinamik haldan digərinə keçə bilər. Tutaq ki, ideal qaz P_1, V_1, T_1 parametrləri ilə təyin olunan haldan P_2, V_2, T_2 halına keçir. Bu prosesin iki mərhələdə getdiyini qəbul edək. Birinci mərhələdə qazın təzyiqi sabit qalır, temperaturu T_2-yə qədər dəyişir, həcmi V' olur və qaz P_1, V', T_2 halına keçir. Bu

downloaded from KitabYurdu.org

mərhələ üçün Gey-Lyüssak qanununa görə

$$\frac{V'}{T_2} = \frac{V_1}{T_1} \text{ və ya } V' = V_1 \frac{T_2}{T_1}$$

yazmaq olar. İkinci mərhələdə proses izotermik gedir; həcm V'-dən V_2-yə, təzyiq isə ona uyğun olaraq P_1-dən P_2-yə qədər dəyişir. Boyl-Mariott qanununa əsasən bu proses

$$P_1 V' = P_2 V_2$$

kimi ifadə olunur. Təsvir olunan iki mərhələdə gedən proseslərin nəticələrini ümumiləşdirsək, yəni Gey-Lüssak qanununun ifadəsini Boyl-Mariott qanununun ifadəsində yerinə yazsaq

$$P_1 V_1 \frac{T_2}{T_1} = P_2 V_2 \text{ və ya } \frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}$$

alarıq. Buradan görünür ki, ideal qazın ixtiyari termodinamik tarazılıq halı üçün

$$\frac{PV}{T} = const = B$$

münasibəti sabit qalır. Bu münasibət **Klapeyron** tənliyi adlanır. Göründüyü kimi bu kəmiyyətlər eyni vahidlər sistemində hesablandıqda *B* sabitinin ədədi qiyməti qazın miqdarından asılı olur. Avoqadro qanununa görə bütün qazların bir kilomolu normal şəraitdə, yəni 1 atm təzyiqdə və 273,15 K temperaturda 22,4 m^3 həcm tutur. Klapeyron tənliyində Avoqadro qanununu nəzərə alsaq hökm etmək olar ki, *B* sabiti bütün qazlar üçün eyni qiymətə malik olacaqdır. Bu sabit **universal qaz sabiti** adlanır və *R* ilə işarə olunur. Bu işarələməni nəzərə alsaq Klapeyron tənliyi aşağıdakı şəklə düşər:

$$\frac{PV_0}{T} = R \text{ və ya } PV_0 = RT.$$

Burada V_0 – normal şəraitdə bir mol qazın həcmidir. Molların sayını $\nu = \frac{V}{V_0}$ ilə göstərsək, onda ixtiyari həcmdə olan ideal qaz üçün

downloaded from KitabYurdu.org

$$P\frac{V}{\nu}=RT \text{ və ya } PV=\nu RT$$

yazmaq olar. Bir mol qazın kütləsi M olarsa, onda m kütləli qazda olan molların sayı $\nu=\frac{m}{M}$ olar. Bu ifadəni axırıncı tənlikdə yerinə yazsaq

$$PV=\frac{m}{M}RT$$

alınar. Axırıncı ifadələr ideal qazın hal tənlikləri olub **Mendeleyev Klapeyron tənliyi** adlanır.

Mendeleyev Klapeyron tənliyinin üstünlüyü ondadır ki, o, ixtiyari termodinamik tarazlı hal üçün doğrudur. Sistemin bir termodinamik haldan digərinə hansı proseslərlə keçməsinin əhəmiyyəti yoxdur.

8. Temperatur anlayışı. İstilik tarazlığı. Müxtəlif dərəcədə qızdırılmış cisimlərdən hər birinin molekulları arasıkəsilmədən xaotik hərəkət (istilik hərəkəti) edir. Belə hərəkətin molekullar arasında yaratdığı təmas nəticəsində, istilik (molekulların xaotik hərəkətinin kinetik enerjisi) nisbətən isti cisimdən soyuq cismə verilir. Enerjinin qarşılıqlı mübadiləsi, hər iki cismin eyni istilik vəziyyətinə gəlməsinədək (temperatur deyilən parametrin, hər iki maddə üçün bərabər olmasına qədər) davam edir. Heç bir xarici təsir olmadan özbaşına davam edən bu növ proses nəticəsində meydana gələn son hal istilik tarazlığı halı adlanır. İstilik tarazlığı halında olan sistem daxilində enerjinin makroskopik daşınma prosesi baş vermir. Lakin, bu heç də o demək deyildir ki, istilik tarazlılığı halında olan sistemin atomları (yaxud molekulları) öz xaotik hərəkətlərini dayandırır. Daimi xaotik hərəkət sistemin bütün hallarında, o cümlədən istilik tarazlığı halında da mövcuddur. Lakin, istilik tarazlığı halında enerji mübadiləsi enerjinin makroskopik (qaz həcminin müəyyən bir makro hissəsindən, digər makro hissəsinə daşınma) deyil, mikroskopik daşınmasına gətirir. Toqquşmalar nəticəsində enerji yalnız bir

downloaded from KitabYurdu.org

molekuldan digər molekula ötürülür. İstilik tarazlığı halı bütün sistemlərin ən təbii, yəni ən "rahat" halıdır. Özbaşına buraxılmış və təcrid (izolə) olunmuş hər bir sistem onun üçün səciyyəvi olan müəyyən zamandan sonra labüd olaraq istilik tarazlığı halına gəlir. Hər bir konkret istilik tarazlığı halı, bu halda olan cismin qızma dərəcəsi ilə xarakterizə olunur. Bu səbəbdən cisimlərin makroskopik xarakteristikası olan qızma dərəcəsini səciyyələndirə bilən yeni bir fiziki kəmiyyət daxil etmək ehtiyacı yaranır. Bu kəmiyyət **temperatur** adlanır. Beləliklə, **temperatur ayrı ayrı atom və yaxud molekulları deyil, onlardan təşkil olunmuş sistemi bütövlükdə xarakterizə edən makroskopik fiziki kəmiyyətdir.** Təbiidir ki, temperatur müəyyən real təmələ dayanmayan, mücərrəd bir kəmiyyət ola bilməz. Temperatur cismi təşkil edən molekulların istilik hərəkəti ilə birbaşa əlaqədar kəmiyyət vasitəsilə təyin olunmalıdır ki, cismin qızma dərəcəsinin xarakteristikası olsun. Digər tərəfdən bu kəmiyyət istilik tarazlığında olan cisimlərin bütün hissələrində eyni olmalıdır. Molekulyar kinetik nəzəriyyəyə əsasən belə kəmiyyət olaraq bir molekula düşən orta kinetik enerji (söhbət xaotik irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisindən gedir) qəbul olunur. Termodinamik temperatur $\frac{3}{2}k$ sabit vuruğu dəqiqliyi ilə molekulun irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisinə bərabərdir:

$$\overline{W_k} = \frac{3}{2}kT$$

Termodinamik tarazlıqdan söhbət apararkən bir incəliyə nəzər salmaq lazımdır. Verilmiş qaz kütləsinin bütün nöqtələrində temperaturun eyni olması sistemin termodinamik tarazlıq halında olması mənasına gəlmir. Çünki, termodinamik tarazlığın mövcud olması üçün bu şərt zəruridir, lakin kafi deyildir. Kafi şərt, sistemin bütün nöqtələrində təzyiqin də eyni olmasıdır. Belə olmadığı halda, qaz kütləsi təzyiqin

downloaded from KitabYurdu.org

nisbətən yüksək olduğu hissələrdən nisbətən az olan hissələrə hərəkət edər - makroskopik qaz axını meydana gələr. Başqa sözlə desək, müxtəlif nöqtələrində təzyiqi müxtəlif olan sistem daxilində makroskopik daşınma prosesi meydana gələr ki, bu da sistem daxilində tarazlığın mövcud olmamağı deməkdir. Belə makroskopik daşınma prosesi, sistemin hər yerində təzyiqin bərabərləşməsinədək, yəni tarazlıq halında olmayan sistemin tarazlıq halına gəlməsi anınadək davam edir. Beləliklə, termodinamik tarazlıq halında sistemin bütün nöqtələrində temperatur və təzyiq eyni olmalıdır. Belə olduqda, sistemdə heç bir stasionar axın və ya cərəyan meydana gəlməz sistem termodinamik tarazlıq halında qalmaqda davam edər.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 12
Molekulyar kinetik nəzəriyyənin elementləri

1. Köçürmə hadisələri. Ümumi halda termodinamik tarazlıqda olan sistem termodinamik qeyri bircins ola bilər: həcmin müxtəlif yerlərində sıxlıq, temperatur, sürət, təzyiq, enerji müxtəlif qiymətə malik ola bilər. Xarici təsir də sistemdə qeyri-bircinslilik yarada bilər. Molekullar hərəkət edərək bu qeyri-bircinsliliyi aradan qaldırmağa çalışırlar. Bu zaman sistemdə yaranan hadisə **köçürmə hadisəsi**, proses isə **kinetik proses** adlanır. Hər bir kinetik proses heç olmazsa bir köçürmə hadisəsi yaradır. Enerjinin istilik formasında ötürülməsi istilikkeçirmə, maddənin köçürülməsi diffuziya (öz-özünə diffuziya), impulsun ötürülməsi daxili sürtünmə (özlülük) köçürmə hadisəsi adlanır. Köçürmə hadisələri istiqamətlənmiş proses olduğu üçün dönməyən prosesdir.

Köçürmə hadisələrindən hər birinin ayrılıqda təhlilinə keçməzdən əvvəl, onların hər üçü üçün səciyyəvi olan ümumi cəhətə nəzər salaq. Köçürmə hadisələri zamanı prosesin baş verdiyi mühit hissəciklərinin paylanma xarakteri iki cür ola bilər - proses zamanı daşınan kəmiyyətlərin, məsələn hissəciklərin orta kinetik enerjisinin (temperaturun), yaxud konsentrasiyasının mühit boyunca paylanması sabit qala, yaxud dəyişə bilər. Məsələn, istilikkeçirmə zamanı heç bir xarici müdaxilə olmadıqda, mühitin isti hissəsinin temperaturu get-gedə aşağı düşər, nisbətən soyuq hissəsində isə temperatur get-gedə yüksələr. Nəticədə, mühitdə öncədən mövcud olan temperatur qradiyenti get-gedə azalaraq sonda (mühitin hər yerində temperatur eyni olduqda) sıfra bərabər olar. Belə proses **qərarlaşmamış (qeyri stasionar) proses** adlanır.

İstilikkeçirmə, yaxud diffuziya prosesi başqa şəraitdə də - mühit boyunca mövcud olan temperatur, yaxud konsentrasiya paylanmasının sabit saxlanıldığı şəraitdə - baş verə bilər.

downloaded from KitabYurdu.org

Əlbəttə, belə prosesin baş verməsi üçün xarici müdaxiləyə ehtiyac var. Məsələn, temperaturun mühit boyunca əvvəlcədən mövcud olan paylanmasını sabit saxlamaq üçün, nisbətən isti hissədə onun aşağı düşməsinə imkan verməmək məqsədi ilə daşınan istilik miqdarının "yerini" xarici mənbədən alınan istilik miqdarı hesabına "doldurmaq", temperatur artan yerdə isə, ora gətirilən əlavə istilik miqdarını başqa cismə ötürmək lazımdır. Bu halda, proses zamanı temperatur qradiyenti (temperaturun vahid məsafədəki dəyişməsi) sabit qalır. Belə proses **qərarlaşmış (stasionar) proses** adlanır.

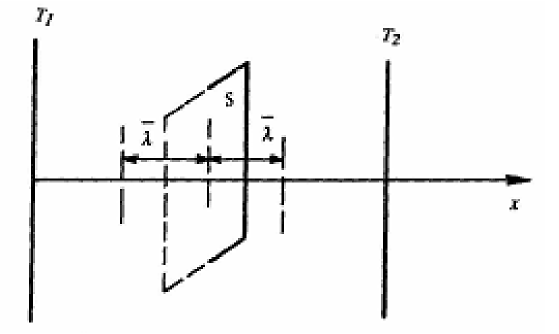
Eyni sözləri diffuziya hadisəsi haqqında da demək olar. Bu hadisə zamanı xarici müdaxilə olmasa, konsentrasiyanın böyük olduğu yerdən nisbətən kiçik olduğu yerə köçən molekulların sayı, əks istiqamətdə köçən molekulların sayından çox olduğundan, konsentrasiya qradiyenti (konsentrasiyanın vahid məsafədəki dəyişməsi) get gedə azalaraq sonda sıfıra bərabər olur. Belə diffuziya **qeyri stasionar diffuziya** adlanır. Diffuziya zamanı hadisəyə müdaxilə etməklə, konsentrasiyanın azaldığı yerlərə müvafiq sayda molekul əlavə etsək, artan yerlərdən isə əlavə gələn molekulları aradan götürsək, bütün proses zamanı konsentrasiya qradienti dəyişməz qalar. Belə diffuziya **stasionar diffuziya** adlanır. Köçürmə hadisələrindən hər birinə ayrılıqda baxaq.

2. İstilikkeçirmə. İstilikkeçirməni molekulyar kinetik nəzəriyyə istinad etməklə öyrənmək üçün belə bir sadə model qəbul edək. Tədqiq edəcəyimiz maddənin qaz olduğunu, temperaturun isə yalnız bir istiqamətdə, məsələn, x oxu istiqamətində müntəzəm dəyişdiyini, yəni temperatur qradiyentinin, qazın təzyiqinin və sıxlığının hər yerdə sabit qaldığını qəbul edək. İstilikkeçirmədən başqa istiliyin bir yerdən başqa yerə daşınmasına səbəb olacaq digər heç bir hadisənin (konveksiya və şüalanma) baş vermədiyini də fərz edək (şəkil 12.1). S səthinin sol və sağ tərəflərində ona paralel

downloaded from KitabYurdu.org

yerləşmiş müvafiq səthlər üzərində qazın temperaturunun, uyğun olaraq T_1 və T_2 olduğunu ($T_1 > T_2$) qəbul edək.

Molekullar fasiləsiz istilik hərəkəti etdiyindən, müəyyən zaman müddətində verilmiş S səthindən sağ və sol tərəflərə, uyğun olaraq N_{12} və N_{21} sayda molekul keçir. Bu molekullardan hər biri özü ilə $\frac{i}{2}kT$ qədər (i-molekulun sərbəstlik dərəcələrinin sayıdır) kinetik enerji daşıyır.



Şəkil 12.1. İstilikkeçirmə

Şərtimizə görə $T_1 > T_2$ olduğundan, temperatur yüksək olan yerdən nisbətən aşağı olan yerə müəyyən miqdarda enerji, yəni istilik miqdarı daşınır.

Vahid həcmdəki molekulların sayını (qazın sıxlığını) n ilə işarə etsək, verilən səthdən vahid zamanda keçən molekulların sayı, hündürlüyü molekulun hərəkət sürətinin ədədi qiymətinə bərabər, oturacağı isə baxdığımız səth olan silindr daxilindəki molekulların sayına bərabərdir.

Molekulların istilik hərəkəti tam xaotik olduğundan, x, y, z oxlarından hər biri boyunca (oxların müsbət və mənfi istiqamətlərində) hərəkət edən molekulların sayı, ümumi sayın 1/3 hissəsinə bərabərdir. Hərəkətin xaotikliyini nəzərə alsaq, x oxunun müsbət və mənfi istiqamətlərindən hər biri boyunca

downloaded from KitabYurdu.org

hərəkət edən molekulların sayı bərabər olmaqla, ümumi sayın 1/6 hissəsinə bərabərdir. Bütün bu qeydləri nəzərə alsaq, x oxuna perpendikulyar yerləşmiş vahid səthdən, vahid zamanda soldan sağa (N_{12}) və sağdan sola (N_{21}) keçən molekulların sayı, müvafiq olaraq

$$N_{12} = \frac{1}{6} n\overline{\overline{\upsilon_1}}, \quad N_{21} = \frac{1}{6} n\overline{\overline{\upsilon_2}} \qquad (12.1)$$

olur. Burada, n vahid həcmdəki molekulların sayı, $\overline{\overline{\upsilon_1}}$ və $\overline{\overline{\upsilon_2}}$ isə, uyğun olaraq temperaturu T_1 və T_2 olan bölgələrdə qaz molekullarının orta kvadratik sürətləridir. Orta kvadratik sürət (istilik hərəkəti sürəti) temperaturun kvadrat kökü ilə düz mütənasib olduğundan, məsələnin əsil mahiyyətinə prinsipial təsir göstərməyən $\overline{\overline{\upsilon_1}} = \overline{\overline{\upsilon_2}}$ yaxınlaşmasından istifadə edə bilərik. Bunu (12.1)-də nəzərə alsaq,

$$N_{12} = N_{21} = \frac{1}{6} n\overline{\overline{\upsilon}} \qquad (12.2)$$

Temperatur x oxu boyunca dəyişdiyindən, S səthinin solundan sağına və sağından soluna keçən bir molekula düşən orta kinetik enerjini, uyğun olaraq $\overline{E_1}$ və $\overline{E_2}$ ilə işarə edək. Onda S səthinin vahid sahəsindən, vahid zamanda bu səthə perpendikulyar olmaqla, uyğun istiqamətlərdə daşınan istilik miqdarı

$$Q_{12} = \frac{1}{6} n\overline{\overline{\upsilon}}\,\overline{E_1}, \qquad Q_{21} = \frac{1}{6} n\overline{\overline{\upsilon}}\,\overline{E_2} \qquad (12.3)$$

Bu ifadələrə nəzər salsaq, yekun olaraq istiliyin S səthinin sol tərəfindən sağ tərəfinə daşındığı nəticəsinə gələrik. Beləliklə, vahid səthdən vahid zamanda keçən yekun istilik miqdarı

$$Q = \frac{1}{6} n\overline{\overline{\upsilon}}(\overline{E_1} - \overline{E_2}) \qquad (12.4)$$

Qazın temperaturu x oxunun müsbət istiqamətində müntəzəm olaraq azaldığından, (12.4) ifadəsinə daxil olan $\overline{E_1}$ və $\overline{E_2}$ enerjilərinin S səthindən hansı məsafələrdəki

downloaded from KitabYurdu.org

temperaturlara uyğun gəldiyini müəyyənləşdirməsək, Q istilik miqdarı mücərrəd qalar. Bunun üçün, vahid zamanda S səthindən keçən molekulların hansı enerjiyə malik olduğunu müəyyənləşdirməliyik.

Məlum olduğu kimi, müəyyən temperaturdakı qaz molekullarının sürəti yalnız toqquşmalar nəticəsində dəyişə bilir. Deməli, S səthindən keçən molekulun sürəti, onun bu səthə çatanadək icra etdiyi son toqquşma nəticəsində əldə etdiyi sürətdir. Son toqquşma isə, məlum olduğu kimi, S səthindən sərbəst yolun uzunluğu (λ) qədər məsafədə baş verir. Həmin molekulun və S səthinə λ -dan kiçik məsafələrdə yerləşən bütün molekulların verilmiş səthdən keçərkən malik olduğu kinetik enerji, məhz son toqquşma nəticəsində əldə etdiyi sürətlə müəyyən olunur.

Onu da nəzərə almaq lazımdır ki, qaz molekullarının sərbəst yollarının uzunluqları müxtəlifdir. Bu müxtəlifliyi nəzərə almaq üçün, molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu ($\bar{\lambda}$) anlayışından istifadə olunur. Onda, $\overline{E_1}$ və $\overline{E_2}$ enerjilərinin S səthindən, müvafiq olaraq solda və sağda $\bar{\lambda}$ məsafədə yerləşən molekulların kinetik enerjiləri olduğu qənaətinə gəlirik. S səthindən $\bar{\lambda}$ qədər məsafədə solda və sağda yerləşən səthlər üzərindəki temperaturları, uyğun olaraq T_1' və T'_2 ilə işarə etsək (12.4)-ə daxil olan $\overline{E_1}$ və $\overline{E_2}$ enerjiləri üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$E_1 = \frac{i}{2}kT_1' \quad \text{və} \quad E_2 = \frac{i}{2}kT_2' \qquad (12.5)$$

Enerji üçün aldığımız bu ifadəni (12.4)-də yerinə yazmaqla, tələb olunan istilik miqdarını təyin edə bilərik:

$$Q = \frac{1}{6}n\bar{\bar{\upsilon}}\frac{i}{2}k(T_1' - T_2') \qquad (12.6)$$

Aldığımız (12.6) ifadəsi üzərində məsələnin mahiyyəti ilə əlaqədar bəzi əməliyyatlar aparmaqla onu məqsədimizə uyğun şəklə salaq.

downloaded from KitabYurdu.org

T_1' və T_2' məlum olduğu kimi bir-birindən $2\bar{\lambda}$ məsafədə yerləşmiş müstəvilər üzərindəki temperaturlardır. Bunu nəzərə almaqla, aşağıdakı çevirmələri apara bilərik:

$$T_1' - T_2' = 2\bar{\lambda}\frac{T_1' - T_2'}{2\bar{\lambda}} = -2\bar{\lambda}\frac{T_2' - T_1'}{2\bar{\lambda}} = -2\bar{\lambda}\frac{dT}{dx}$$

Aldığımız bu ifadəni (12.6)-də nəzərə alsaq,

$$Q = -\frac{1}{3}n\bar{\upsilon}\bar{\lambda}\frac{C_V}{N_A}\frac{dT}{dx} \qquad (12.7)$$

(12.7) molekulyar kinetik nəzəriyyəyə əsaslanaraq çıxarılmış **Furye qanununu** ifadə edir. Buradakı Q-vahid səthdən vahid zamanda, həmin səthə perpendikulyar istiqamətdə daşınan yekun istilik miqdarıdır. Burada

$$k = \frac{1}{3}n\bar{\upsilon}\bar{\lambda}\frac{C_V}{N_A}$$

istilikkeçirmə əmsalı adlanır. Molyar və xüsusi istilik tutumları arasındakı $C_V = \mu c_V$ (μ molekulyar kütlədir) əlaqəsindən istifadə edərək, həmçinin $m = \frac{\mu}{N_A}$ və $mn=\rho$ olduğunu (m-bir molekulun kütləsi, ρ isə qazın sıxlığıdır) nəzərə alsaq,

$$k = \frac{1}{3}mn\bar{\upsilon}\bar{\lambda}c_V = \frac{1}{3}\rho\bar{\upsilon}\bar{\lambda}c_V \qquad (12.8)$$

Beləliklə, istilikkeçirməni molekulyar kinetik nəzəriyyə baxımından təhlil edərək, istilikkeçirmə əmsalı ilə qaz molekullarını xarakterizə edən parametrlər arasında əlaqə yaratmağa nail olduq. Müəyyən etdik ki, istilikkeçirmə əmsalına sıxlığın və sərbəst yolun orta uzunluğunun hasili daxildir. Sıxlıq qazın təzyiqi ilə düz, sərbəst yolun orta uzunluğu isə təzyiqlə tərs mütənasibdir. Onda göstərilən hasil təzyiqdən asılı olmayacaqdır. Deməli **istilikkeçirmə əmsalı qazın təzyiqindən asılı deyildir.**

3. Diffuziya. Maddənin (qazın) müxtəlif təbəqələrində

downloaded from KitabYurdu.org

sıxlığın müxtəlif olması nəticəsində diffuziya yaranır. İstilikkeçirmədə aparılan mülahizələrdə temperatur anlayışı əvəzinə sıxlıq anlayışından istifadə etsək diffuziyanın istilikkeçirməyə analoji proses olduğunu görərik. Fərq ondadır ki, istilikkeçirmədə enerji, diffuziyada isə maddə daşınır. Onda S səthindən (şəkil 12.1) Δt müddətində soldan sağa keçən yekun maddə miqdarı

$$\Delta m = \Delta m_1 - \Delta m_2 = \frac{1}{6}(\rho_1 - \rho_2)S\bar{\upsilon}\Delta t \qquad (12.9)$$

olar. Burada $-\frac{\Delta\rho}{\Delta x}$ **sıxlıq qradiyenti** və $\rho_1 - \rho_2 = -\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\cdot 2\bar{\lambda}$ olduğunu nəzərə alsaq (12.9) düsturu aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\Delta m = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\,\bar{\upsilon}\,\frac{\Delta\rho}{\Delta x}S\Delta t\,. \qquad (12.10)$$

Burada

$$D = \frac{1}{3}\bar{\upsilon}\bar{\lambda} \qquad (12.11)$$

olub **diffuziya əmsalı** adlanır. (12.10) düsturunun hər tərəfini $S\Delta t$-yə bölsək, sol tərəfdə $\Delta m_S = \frac{\Delta m}{S\Delta t}$ alınar. Δm_S – **kütlə seli sıxlığı** və ya **xüsusi kütlə seli** adlanır. Bu işarələməni və (12.11) düsturunu (12.10)-də nəzərə alsaq

$$\Delta m_S = -D\frac{d\rho}{dx} \qquad (12.12)$$

olar. Bu düsturda $\rho = nm_0$ (n – konsentrasiya, m_0 – bir molekulun kütləsidir) olduğunu nəzərə alaq, hər tərəfini m_0-a bölək və $\Delta n_S = \frac{\Delta m_S}{m_o}$ işarələməsini qəbul edək. Onda (12.12) aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\Delta n_S = -D\frac{dn}{dx} \qquad (12.13)$$

Burada Δn_S –konsentrasiya seli sıxlığı olub, xüsusi konsentrasiya seli adlanır. (12.12) və (12.13) düsturları **Fik**

downloaded from KitabYurdu.org

qanununu ifadə edirlər. Buradan görünür ki, diffuziya zamanı daşınan maddənin xüsusi seli onun qradiyenti ilə mütənasibdir. Yüngül qazın sürəti böyük olduğu üçün onların diffuziya əmsalı böyük olur.

4. Bərk cisimlərdə köçürmə hadisələri. Bərk cisimlərdə köçürmə hadisələri, onu təşkil edən hissəciklərin (atom, molekul, yaxud ionların) hərəkət xarakteri və bu hissəciklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri ilə müəyyən olunur.

Bildiyimiz kimi bərk cismi təşkil edən hissəciklər müəyyən tarazlıq vəziyyətləri ətrafında xaotik rəqsi hərəkət edir. Belə olduğu halda sanki bərk cisimlərdə diffuziya hadisəsi baş verməməlidir. Axı, bərk cisimlərdə hissəciklərdən hər biri öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edir. Lakin, təcrübi faktlar göstərir ki, diffuziya hadisəsi bərk cisimlərdə də baş verir. Çünki çoxlu sayda hissəciklərdən ibarət sistemlərdə flüktuasiya hadisəsi həmişə mövcuddur. Bu səbəbdən enerji flüktuasiyası nəticəsində müəyyən hissəciklərin rəqs amplitudu elə böyüyə bilər ki, həmin hissəcik ilkin tarazlıq vəziyyətini tərk edərək yeni tarazlıq vəziyyətinə keçər. Bərk cisimlərdə diffuziya hadisəsi məhz belə meydana gəlir.

Təsvir etdiyimiz hadisə ilə əlaqədar qarşımıza belə bir təbii sual çıxır: kristalda bütün tarazlıq vəziyyətləri onu təşkil edən hissəciklər tərəfindən tutulduğundan müəyyən bir tarazlıq vəziyyətini tərk edən hissəcik hara gedə bilər? Bu suala cavab vermək üçün kristalın quruluşunda mövcud olan qüsurlara nəzər salmaq lazımdır. Qeyd edək ki,

a) kristal qəfəsinin düyün nöqtələrindən bəziləri boş (vakant) ola bilir;

b) hissəciklər düyün nöqtələrindən başqa həm də düyünlərarası fəzada yerləşə bilər;

c) qonşu düyün nöqtələrdəki hissəciklər yerlərini qarşılıqlı dəyişə bilər.

Tarazlıq vəziyyətindən meyl etmiş hər bir atom qonşu atomla qarşılıqlı təsirdə olduğundan, onu itələyərək tarazlıq

downloaded from KitabYurdu.org

vəziyyətindən meyl etdirir. Bu proses bütün cisim boyu davam etdiyindən bərk cismi təşkil edən atomlar qrupunun rəqsi yaranır. Bərk cisim sonlu (məhdud) ölçüyə malik olduğundan belə cisimlərdə durğun dalğalar meydana gəlir. Bütöv kristalın rəqsinə uyğun gələn durğun dalğanın uzunluğu $\lambda = 2l$ (l - kristalın uzunluğudur) ifadəsi ilə müəyyən olunur. Belə dalğalar **akustik dalğa** adlanır.

Lakin, kristal təkcə bütöv olaraq rəqs etmir, onu təşkil edən molekullar və molekuldaxili atomlar qrupu da rəqs edir. Belə rəqslər də kristal daxilində durğun dalğa yaradır. Bunlardan ən kiçik uzunluqlu durğun dalğa atomların tarazlıq vəziyyəti ətrafındakı rəqsləri ilə əlaqədardır. Onun uzunluğu λ=2d (d-atom qəfəsinin periodudur) ifadəsi ilə təyin olunur. Belə dalğalar **optik dalğa** adlanır.

Bərk cisimlərdə **istilik (akustik və optik) dalğaları** meydana gəldiyindən, enerjinin yayılması fonon adlanan kvazihissəcik vasitəsilə baş verir. Fonon, kristalı təşkil edən atom və molekulların rəqsi nəticəsində meydana gələn istilik dalğalarının kvantıdır. Ona görə də kristalın rəqs enerjisi onda mövcud olan fononların yekun enerjisinə bərabər olmalıdır. Bu yaxınlaşmada fononun enerjisinə kristaldakı hissəciklərin sıfırıncı rəqs enerjisi daxil deyildir.

Kristaldakı fononların sayı onun temperaturundan asılıdır, temperatur artdıqca fononların sayı da artır. Deməli, temperaturun dəyişməsi ilə fononlar meydana gələ bilər, yaxud yox olar. Onların kvazihissəcik adlanmasının səbəbi də məhz budur. Bərk cisimlərin istilikkeçirməsi fononlarla həyata keçirilir.

Bütün bu deyilənlər bizə belə bir fikir söyləməyə imkan verir: bərk cismi təşkil edən hissəciklərin hərəkətini onların yaratdığı fononların hərəkəti ilə əvəz etmək olar. Belə olduqda bərk cismə fonon qazından ibarət sistem kimi baxa bilərik. Onda qazların istilikkeçirməsi üçün aldığımız ifadələri bərk cismə də tətbiq etmək olar. Bu halda yeganə fərq ondan

downloaded from KitabYurdu.org

ibarətdir ki, qazlarda istifadə etdiyimiz molekulun istilik hərəkətinin sürəti əvəzinə səsin bərk cisimlərdə yayılma sürəti (υ_s), molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğu yerinə isə fononların sərbəst yolunun orta uzunluğu ($\bar{\lambda}_f$) istifadə olunur. Bunları nəzərə aldıqda qeyri metal bərk cisimlərdə istilikkeçirmə əmsalı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$k_f = \frac{1}{3}\rho\bar{\lambda}_f \upsilon_s c_\upsilon \tag{12.14}$$

Metallarda mövcud olan sərbəst elektronlardan və onların istilikkeçirmədə oynayacağı roldan danışmadıq. Ona görə də indiyədək dediklərimiz yalnız qeyri metal bərk cisimlərə aiddir. Bu səbəbdən indiyədək söylədiyimiz istilikkeçirmə **qəfəs istilikkeçirməsi** adlanır.

Təcrübi faktlar nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, metalların istilikkeçirmə əmsalı (12.14) ilə müəyyən olunan qiymətdən kifayət qədər böyükdür. Metallarda yüksək konsentrasiyalı sərbəst elektronlar mövcuddur və onlar metalların istilikkeçirməsində mühüm rol oynayır.

Sərbəst elektronların istilikkeçirmədə iştirakı ilə əlaqədar istilikkeçirmə əmsalını k_{el} ilə işarə etsək, metalların istilikkeçirmə əmsalı aşağıdakı kimi təyin olunar:

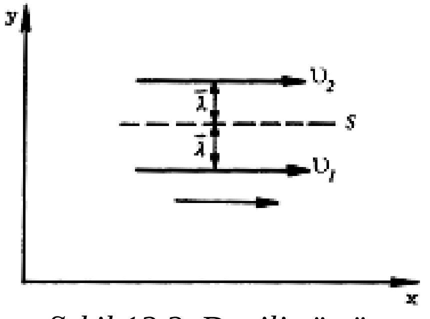
$$k_m = k_q + k_{el} \tag{12.15}$$

(12.15) ifadəsinə daxil olan hədlərin istilikkeçirmədəki rolu temperaturdan asılıdır. Yüksək temperaturlarda elektron istilikkeçirməsi həlledici rol oynayır. Orta temperaturlarda isə qəfəs istilikkeçirməsi daha üstündür. Aşağı temperaturlarda rəqsi hərəkət zəiflədiyindən, elektron istilikkeçiriciliyi həlledici rol oynayır. Ümumiyyətlə, metalların istilikkeçirməsi qazların istilikkeçirməsindən müqayisə olunmayacaq dərəcədə yüksəkdir.

5. Daxili sürtünmə. Özlülük. Qaz və maye axını zamanı müxtəlif sürətlə hərəkət edən qonşu laylar arasında sürtünmə qüvvəsinin mövcudluğu artıq bizə məlumdur. Əvvəlki

downloaded from KitabYurdu.org

mühazirələrdə bu hadisə yalnız fenomenoloji baxımdan təhlil olunduğundan, hadisənin başvermə mexanizmi təfsilatı ilə izah oluna bilmədi. Bu məsələni yalnız maddə quruluşunun molekulyar kinetik nəzəriyyəsi əsasında həll etmək olar. Sadəlik üçün qazın x istiqamətindəki stasionar axınını nəzərdən keçirək (şəkil 12.2). Belə axın zamanı sürət x istiqamətində sabit qalır. Axma sürəti yalnız x oxuna perpendikulyar istiqamətdə - y oxu boyunca dəyişir, yəni x oxundan müxtəlif məsafələrdə yerləşən layların sürətləri müxtəlif olur: $\upsilon = \upsilon(y)$.



Şəkil 12.2. Daxili sürtünmə

Qəbul etdiyimiz modelə görə, sistem (qaz, yaxud maye) müəyyən istiqamətdə (bizim halda x oxu istiqamətində) hərəkət edən müxtəlif sürətli laylardan ibarətdir. Laylardan hər birinə daxil olan molekullar iki hərəkətdə iştirak edir: layla birlikdə onun hərəkət sürətinə bərabər sürətlə icra olunan istiqamətlənmiş hərəkətdə və hər molekulun xaotik istilik hərəkətində. Belə hərəkətlər zamanı molekullardan hər biri daimi mövcud olan xaotik hərəkət nəticəsində bir laydan digərinə keçərkən, özü ilə bərabər əvvəlki laydakı istiqamətlənmiş hərəkəti zamanı malik olduğu $m\vec{\upsilon}_1$ impulsu gətirir. Burada $\vec{\upsilon}_1$ molekulun daxil olduğu ilkin layın istiqamətlənmiş hərəkət sürətidir. Molekulun yerləşdiyi əvvəlki layın istiqamətlənmiş hərəkət sürəti ($\vec{\upsilon}_1$) onun "qonaq" gəldiyi

downloaded from KitabYurdu.org

yeni layın sürətindən ($\vec{\upsilon}_2$) böyük olduqda, molekul özü ilə birlikdə nisbətən böyük impuls ($m\vec{\upsilon}_1 \succ m\vec{\upsilon}_2$) gətirdiyinə görə, yeni layın sürəti artır, kiçik olduqda isə ($\vec{\upsilon}_1 \prec \vec{\upsilon}_2$) tərsinə, nisbətən kiçik impuls ($m\vec{\upsilon}_1 \prec m\vec{\upsilon}_2$) gətirdiyindən, yeni layın sürəti azalır.

Beləliklə, müxtəlif sürətlə eyni istiqamətdə hərəkət edən laylardan sürəti nisbətən böyük olanı qonşusunun sürətini artırır, kiçik olanı isə qonşu layın sürətini azaldır. Laylar arasında onların səthlərinə toxunan istiqamətdə nisbi sürətlərinin əksi istiqamətdə yönələn qüvvə də eyni nəticəyə gətirdiyindən, bu hadisə daxili sürtünmə, meydana gələn müqavimət qüvvəsi isə daxili sürtünmə qüvvəsi adlanır. Daxili sürtünmə, bir təbəqədən digərinə "köçən" molekulun özü ilə daşıdığı impuls ilə əlaqədar olduğundan, daxili sürtünmə hadisəsinin də köçürmə hadisəsi olduğu aydın olur. Bu qeydlərdən sonra birbaşa müvafiq hesablamalara keçək. Layların istiqamətlənmiş hərəkət sürəti yalnız y oxu boyunca dəyişdiyindən, konkretlik naminə bu sürətin y oxunun müsbət istiqaməti boyunca müntəzəm azaldığını qəbul edək. İki qonşu lay arasında onlara paralel yerləşmiş S sahəli bir səth təsəvvür edək. Şəkil 12.2-də x oxuna paralel, y oxuna perpendikulyar yerləşmiş bu səth qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Xaotik hərəkətdə olan molekullar S səthinin müxtəlif tərəflərindəki layların birindən digərinə keçir. Bu səbəbdən, müəyyən zaman müddətində S səthindən hər iki istiqamətə molekullar keçir. Verilmiş dt müddətində S səthinə perpendikulyar istiqamətdə bu səthin müxtəlif tərəflərinə keçən molekulların sayı, məlum olduğu kimi,

$$N_{12} = N_{21} = \frac{1}{6} n \overline{\overline{\upsilon}} S dt$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, n vahid həcmdəki molekulların sayı, $\overline{\overline{\upsilon}}$ isə molekulun istilik hərəkəti (orta kvadratik) sürətidir. Bu ifadəni tərtib edərkən, təzyiq və temperaturun

downloaded from KitabYurdu.org

bütün sistem boyunca sabit qaldığı qəbul olunmuşdur. Qonşu layların hərəkət sürətlərini, uyğun olaraq $\vec{\upsilon}_1$ və $\vec{\upsilon}_2$ ilə işarə etsək, dt zaman müddətində hər iki tərəfə daşınan impulslar, uyğun olaraq aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\vec{K}_{12} = N_{12} m \vec{\upsilon}_1 = \frac{1}{6} n \bar{\bar{\upsilon}} m \vec{\upsilon}_1, \quad \vec{K}_{21} = N_{21} m \vec{\upsilon}_2 = \frac{1}{6} n \bar{\bar{\upsilon}} m \vec{\upsilon}_2 \qquad (12.16)$$

Layların hərəkət sürətləri eyni istiqamətə yönəldiyindən, (12.16) ifadəsini skalyar şəkildə yaza bilərik:

$$K_{12} = N_{12} m \upsilon_1 = \frac{1}{6} n \bar{\bar{\upsilon}} m \upsilon_1, \quad K_{21} = N_{21} m \upsilon_2 = \frac{1}{6} n \bar{\bar{\upsilon}} m \upsilon_2 \qquad (12.17)$$

Aldığımız bu ifadələrə daxil olan υ_1 və υ_2 sürətləri S səthindən molekulların sərbəst yollarının orta uzunluğu $\bar{\lambda}$ qədər məsafədə yerləşmiş laylardakı sürətləridir. Belə olduqda laylar arasındakı sürətlər fərqini

$$\upsilon_1 - \upsilon_2 = -2\bar{\lambda} \frac{\upsilon_2 - \upsilon_1}{2\bar{\lambda}} = -2\bar{\lambda} \frac{d\upsilon}{dy} \qquad (12.18)$$

kimi yazmaq olar.

(12.17**)** ifadələrindən istifadə etməklə S səthindən dt zaman müddətində daşınan yekun impulsu da təyin edə bilərik:

$$\Delta K = K_{12} - K_{21} = \frac{1}{6} mn \bar{\bar{\upsilon}} (\upsilon_1 - \upsilon_2) S dt \qquad (12.19)$$

Molekulun istiqamətlənmiş hərəkət sürəti müvafiq layın hərəkət sürəti ilə müəyyən olunduğu halda, onun xaotik hərəkət sürəti qazın temperaturu ilə müəyyən olunur. Elə bu səbəbdən də impulsun dəyişməsini təyin edərkən xaotik hərəkət sürətinin bütün laylarda eyni olduğunu qəbul etdik.

Beləliklə, (12.18)-i (12.19)-da nəzərə almaqla S səthindən keçən yekun impuls üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\Delta K = -\frac{1}{3} mn \bar{\lambda} \bar{\bar{\upsilon}} \frac{d\upsilon}{dy} \qquad (12.20)$$

$\rho = mn$ olduğundan (12.20)-ni aşağıdakı kimi yaza bilərik:

downloaded from KitabYurdu.org

$$\Delta K = -\frac{1}{3}\rho\overline{\lambda}\,\overline{\overline{\upsilon}}\,\frac{d\upsilon}{dy} \qquad (12.21)$$

Təcrübi faktlar göstərir ki, Δt zaman müddətində S səthindən həmin səthə perpendikulyar istiqamətdə daşınan impuls

$$\Delta K = -\eta\frac{d\upsilon}{dy}Sdt \qquad (12.22)$$

düsturu ilə təyin olunur. Buradakı η **özlülük**, yaxud **daxili sürtünmə əmsalı** adlanır.

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\overline{\lambda}\,\overline{\overline{\upsilon}} \qquad (12.23)$$

ifadəsindən göründüyü kimi, BS vahidlər sistemində özlülüyün ölçü vahidi $\dfrac{kq}{m\times san}$ -dir. 1 $\dfrac{q}{sm\times san}$ 1 **puaz** adlanır.

(12.23) ifadəsindən istifadə etməklə özlülüyün təzyiq və temperaturdan asılılığını müəyyən etmək olar. Məlum olduğu kimi, orta kvadratik sürət temperaturun kvadrat kökü ilə düz mütənasibdir. Deməli, özlülük temperaturun kvadrat kökü ilə düz mütənasib olmalıdır. Təcrübədən alınan nəticələr isə özlülüyün temperaturdan daha kəskin asılı olduğunu göstərir. Çünki, sərbəst yolun uzunluğu aşkar şəkildə olmasa da dolayı yolla zəif də olsa temperaturdan asılıdır. Bu dolayı asılılıq molekulun effektiv radiusunun temperaturdan asılı olması ilə əlaqədardır. Temperaturun artması ilə molekulun effektiv radiusu kiçildiyindən, molekulun sərbəst yolunun orta uzunluğu böyüyür. Bu asılılığı da nəzərə aldıqda təbiidir ki, özlülük temperaturun kvadrat kökü ilə düz mütənasib olaraq deyil, nisbətən kəskin dəyişəcəkdir. Riyazi olaraq bu asılılığı belə ifadə etmək olar: $\eta = sT^{q}$. Burada s mütənasiblik əmsalı, q isə qiyməti $\frac{1}{2}$ -dən böyük olan parametrdir.

Sərbəst yolun orta uzunluğu sıxlıqla tərs mütənasib olduğundan, $\rho\overline{\lambda}$ hasili təzyiqdən asılı olmayan kəmiyyətdir. Bu səbəbdən özlülük də təzyiqdən asılı deyildir.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 13
Termodinamikanın elementləri

1. Termodinamikanın I qanunu. Termodinamikanın I qanunu istilik proseslərində enerjinin saxlanma qanununu ifadə edir. Bu qanuna görə qazın daxili enerjisinin dəyişməsi ΔU qaza verilən istilik miqdarı Q ilə xarici qüvvələrin qaz üzərində gördükləri işin A cəminə bərabərdir:

$$\Delta U = Q + A \qquad (13.1)$$

Əgər qaz xarici qüvvələrə qarşı iş görərsə $A' = -A$ olduğunu nəzərə alaraq (13.1) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$Q = \Delta U + A' \qquad (13.2)$$

Bu isə o deməkdir ki, qaza istilik miqdarı verdikdə onun bir hissəsi qazın daxili enerjisinin artmasına, qalan hissəsi isə xarici qüvvələrə qarşı görülən işə sərf olunur. Bu düsturlar termodinamikanın I qanununun riyazi ifadələridir.

Elementar termodinamik tarazlı proses üçün termodinamikanın I qanunu aşağıdakı kimi yazılır:

$$\delta Q = dU + \delta A. \qquad (13.2')$$

Burada $\delta Q-$ sistemin aldığı elementar istilik miqdarı, $dU-$ onun daxili enerjisinin dəyişməsi, $\delta A-$ isə gördüyü elementar işdir.

İstilik miqdarı və iş hal funksiyaları olmadığı üçün onların elementar qiymətləri δQ və δA ilə işarə olunur. Bu qiymətlər həmin kəmiyyətlərin dəyişməsi deyildir. Daxili enerji hal funksiyası olduğundan dU onun dəyişməsini, tam diferensial olduğunu göstərir.

Termodinamikanın I qanununun riyazi ifadələrindən görünür ki, dairəvi prosesdə, yəni sistem yenidən əvvəlki halına qayıtdıqda onun daxili enerjisinin dəyişməsi sıfıra bərabər olduğundan $Q = A$ olur: **dairəvi prosesdə sistemə verilən istilik miqdarı tamamilə xarici qüvvələrə qarşı görülən işə**

downloaded from KitabYurdu.org

çevrilir. Əgər sistemə istilik miqdarı verilməzsə, dairəvi proses yaratmaq olmaz, yəni Q=0 olarsa A=0 olar. Bu isə o deməkdir ki, xaricdən istilik almadan, xarici mühitdə dəyişiklik olmadan, iş görmək olmaz. Başqa sistemlərdə dəyişiklik yaratmadan iş görə bilən mexanizm **I növ perpetium mobile** (daimi mühərrik) adlanır. Termodinamikanın I qanunu göstərir ki, belə mühərrik düzəltmək mümkün deyildir. Belə qurğu enerjinin saxlanma qanununa ziddir.

2. Daxili enerji. Makroskopik sistemin halını xarakterizə edən kəmiyyətlərdən biri onun daxili enerjisidir. Aqreqat halından asılı olmayaraq bütün maddələr daxili enerjiyə malikdirlər. Maddəni təşkil edən zərrəciklərin (atom, molekul, ion və s.) hərəkət (kinetik) və qarşılıqlı təsir (potensial) enerjilərinin cəmi onun **daxili enerjisi** adlanır, U ilə işarə olunur:

$$U = E_k + E_p$$

Burada E_k – zərrəciklərin maddə daxilində bütün hərəkət növlərinin – irəliləmə, fırlanma, rəqsi hərəkətlərinin kinetik enerjisi, E_p – bütün qarşılıqlı təsirlərin potensial enerjisidir. Buraya atom daxilində elektronların hərəkət enerjisi, elektron və nüvələr arasındakı enerji, nüvədə proton və neytronların hərəkət enerjisi və qarşılıqlı təsir enerjisi, nüvələrin öz aralarındakı enerji və s. daxildir. Bütövlükdə bu enerjilərin orta qiyməti termodinamik tarazlıqda olan makroskopik sistemin daxili enerjisini təşkil edir. Bu mənada daxili enerji additiv (hədbə hədd toplanan) kəmiyyətdir.

Daxili enerji sistemin makroskopik parametrlərindən asılıdır. Termodinamik tarazlıqda olan qaz və mayelərin daxili enerjisi onların temperaturu və həcmi ilə təyin olunur: temperatur sistemi təşkil edən zərrəciklərin kinetik enerjisini, həcm isə qarşılıqlı təsir enerjisini göstərir. Həcm dəyişdikdə sistemi təşkil edən hissələr arasındakı məsafə dəyişir və buna uyğun olaraq potensial enerji artır və ya azalır. Bərk cisimlərin daxili enerjisi

downloaded from KitabYurdu.org

isə həm də onların formasından asılıdır, çünki bərk cismin formasını dəyişmək üçün iş görmək lazımdır. Deməli, bərk cismin həcmi sabit qalmaqla formasını dəyişdikdə onun daxili enerjisi dəyişməlidir. Buradan bir daha görünür ki, daxili enerji sistemin termodinamik halını təyin edən kəmiyyətdir.

Daxili enerji makroskopik sistemin daxili halını ifadə edən kəmiyyət olduğundan onun bütövlükdə hərəkəti və başqa cisimlərlə qarşılıqlı təsiri daxili enerjinin hesablanmasında nəzərə alınmır.

Daxili enerjinin tərkib hissələrindən biri oaln potensial enerji normallaşdırılan kəmiyyət olduğundan daxili enerji müəyyən bir sabit dəqiqliyi ilə tapılır. Termodinamik proseslər isə daxili enerjinin dəyişməsi ilə xarakterizə olunur. Odur ki, daxili enerjini hesabladıqda bu sabiti nəzərə almamaq olar.

Ən sadə makroskopik sistemin, ideal qazın daxili enerjisini hesablayaq. İdeal qazı təşkil edən hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir olmadığından onun daxili enerjisi yalnız onu təşkil edən hissəciklərin kinetik enerjisindən ibarət olacaqdır. Bu hissəcikləri maddi nöqtə kimi qəbul etsək, onların hər biri üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olacaqlar. Bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji $\frac{1}{2}kT$ olduğundan, sərbəstlik dərəcəsinin sayı i olan molekulun enerjisi

$$U_0 = \frac{i}{2}kT \tag{13.3}$$

olar. Onda (13.3) düsturuna görə bir mol qazın enerjisi

$$U_m = N_A \cdot U_0 = \frac{i}{2}kN_AT = \frac{i}{2}RT\,, \tag{13.4}$$

ixtiyari m kütləli qazın enerjisi isə

$$U = \frac{i}{2}\frac{m}{M}RT = \frac{i}{2}\nu RT \tag{13.5}$$

olar. Burada M – molyar kütlə, ν – isə molların sayıdır. Axırıncı ifadə göstərir ki, ideal qazın daxili enerjisi onun miqdarından və temperaturdan asılıdır. Bu kəmiyyətlər sabit

downloaded from KitabYurdu.org

qaldıqda qazın daxili enerjisi də sabit qalır.

Mendeleyev Klapeyron tənliyindən istifadə edərək ideal qazın daxili enerjisini $U = \frac{i}{2}PV$ düsturu ilə də hesablamaq olar.

Daxili enerji temperaturun hal funksiyası olduğundan onun dəyişməsini $\Delta U = \frac{i}{2}\nu R\Delta T$ kimi ifadə etmək olar. Buradan görünür ki, makroskopik sistemin daxili enerjisini hesabladıqda onun sıfırıncı qiymətinin hansı haldan götürülməyinin əhəmiyyəti yoxdur. Bütün hallarda daxili enerjinin dəyişməsi onun temperaturunun dəyişməsinə ekvivalent olacaqdır.

Sistemin hər bir halına daxili enerjinin bir qiyməti uyğun gəlir və sistemin termodinamik parametrləri ilə birqiymətli təyin olunur. Ona görə də daxili enerji sistemin hal funksiyasıdır.

3. İntensiv və ekstensiv parametrlər. Termodinamik hal-onun təzyiqi, temperaturu, daxili enerjisi, sıxlığı, xüsusi həcmi, entalpiyası və entropiyası nöqteyi nəzərincə maddənin halıdır. Maddənin istənilən iki parametri onun termodinamik halını xarakterizə edir. Termodinamik parametrlərin iki kateqoriyası mövcuddur: intensiv və ekstensiv parametrlər. **İntensiv parametr-** sistemin miqdarından və ya ölçüsündən asılı olmayıb tarazlıqda olan bircins termodinamik sistemin istənilən makroskopik hissəsində eyni qiymətə malikdir. Temperatur, təzyiq, konsentrasiya və s. intesiv parametrlərdir. **Ekstensiv parametrlər** maddənin və ya sistemin miqdarından və ya ölçüsündən asılıdır. Kütlə və həcm ekstensiv parametrlərdir.

4. Dönən və dönməyən proseslər. Qarşılıqlı təsirdə olduğu cisimlərdə heç bir dəyişiklik yaranmadan sistem əvvəlki halına qayıdarsa, belə proses **dönən proses** adlanır. Məsələn, tarazlıqdan çıxarılmış yaylı rəqqas və ya riyazi rəqqas sürtünməsiz hərəkət edərsə, ətrafda heç bir dəyişiklik yaratmadan yenidən ilk vəziyyətinə qayıdır. Termodinamik

downloaded from KitabYurdu.org

tarazlıq halında gedən proseslər dönəndir. Prosesin dönən olması üçün əsas şərt onun kvazistatik olmasıdır. Kvazistatik proses termodinamik tarazlı proseslər ardıcıllığından ibarətdir. Tutaq ki, porşen altında maye və onun doymuş buxarı vardır. Verilmiş temperaturda porşenin çəkisini doymuş buxarın təzyiq qüvvəsinə bərabər qəbul edək (porşenin yuxarı hissəsi vakuumdur). Sistemə ətrafdan çox kiçik sürətlə istilik verdikdə porşen kvazistatik olaraq yuxarı qalxacaq, həcm genişlənəcək və silindrin daxilindəki maye buxara çevriləcəkdir. Sistemdən istilik ətrafa verildikdə isə buxarın təzyiqi azalacaq, porşen aşağı düşəcək və buxar mayeyə çevriləcəkdir. Proses kvazistatik getdikdə ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik yaranmır və proses dönən olur.

Dönən prosesin üç əlaməti vardır: 1) xarici parametrin istiqamətini dəyişdikdə bir istiqamətdə gedən proses əks istiqamətdə gedər; 2) sistemin ilk halına qayıtması üçün əlavə enerji lazım olmur; 3) dönən proses bu prosesdə iştirak edən daxili və xarici cisimlərin halında heç bir dəyişiklik yaratmır.

Termodinamik tarazlıq olmadan gedən proses dönməyən prosesdir. Real proseslər dönməyəndir. Məsələn, rəqqas havada hərəkət etdikdə sürtürmə nəticəsində enerjinin bir hissəsi istilik şəklində itir. Mexaniki enerjinin istiliyə çevrilməsi dönməyən prosesdir. Dönməyən prosesin istiqaməti istilik, enerji, iş baxımından onun əksi olan prosesdən fərqlənir. Tutaq ki, ağzı bağlı balonda qaz vardır. Balonun ağzını açdıqda qazın bir hissəsi balondan çıxır, onun çıxması üçün iş görmək tələb olunmur. Lakin həmin qazı yenidən balona doldurmaq üçün iş görmək lazımdır. Bu misaldan görünür ki, bir istiqamətdə gedən proses əks istiqamətdə gedən prosesə ekvivalent deyildir. Belə proseslər dönməyən proseslərdir.

Dönməyən proseslər də üç əlamətlə xarakterizə olunur: 1) dönməyən proseslər öz özünə yalnız bir istiqamətdə gedir. Balondan boşluğa çıxan qaz öz özünə yenidən balona qayıtmır; 2) dönməyən proseslərdə enerji faydasız yerə xərclənir, cismin

downloaded from KitabYurdu.org

qızmasına sərf olunur; 3) dönməyən proses zamanı qapalı sistemin halında qalıq dəyişiklik yaranır.

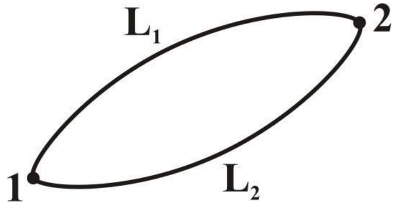
Göstərmək olar ki, prosesin dönməyən olmasının səbəbi sistemin belə prosesdə nizamlı haldan nizamsız hala keçməsidir. Fərz edək ki, ilk halda ətir molekulları bir həcmdə, hava molekulları isə başqa həcmdə idi. Onların temperaturlarını və molyar kütlələrini eyni qəbul edək. Həcmləri birləşdirsək ətir molekulları ilə hava molekulları bir-birinə qarışacaqdır, yəni əvvəlki nizam pozulacaqdır. Fiziki baxımdan gərək belə olmayaydı. Hər iki növdən olan molekulların impulsları eynidir, eyni ehtimalla bir birilə və öz aralarında toqquşurlar. Ətir və hava molekullarının sürətlərinin bir birinə doğru və əks istiqamətdə olması ehtimalı eynidir, yəni bir istiqamətdəki proses əks istiqamətdəki prosesə ekvivalentdir. Lakin ətir molekulları ilə hava molekulları bir birinə qarışdıqdan sonra nə qədər gözləsək də onlar bir birindən ayrılıb əvvəlki həcmlərinə qayıtmırlar. Deməli dönməzliyin səbəbi nizamlılığın nizamsızlığa keçməsidir.

5. Entropiya. Termodinamikanın birinci prinsipini öyrənərkən qeyd etdik ki, dU tam differensialdır (əgər inteqral $\int dU$ inteqrallama yolundan asılı deyilsə, o cümlədən qapalı kontur boyunca inteqral $\oint_L dU = 0$ olarsa dU tam differensial adlanır). Riyaziyyatdan məlumdur ki, hər hansı kəmiyyətin tam differensial olması üçün onu inteqrallayıcı vuruq adlanan ifadəyə vurmaq lazımdır. Termodinamikada isbat edilir ki, dönən proses üçün bu cür vuruq $1/T$ hesab olunur. Onda $\delta Q/T$ tam differensial olacaq. Termodinamik sistemin bu cür təyin edilmiş $\delta Q/T=dS$ hal funksiyası S **entropiya** adlanır və C/K ilə ölçülür. $\delta Q/T=dS$ ifadəsindən görünür ki, dS və δQ eyni işarəyə malikdir. Bu entropiyanın dəyişmə xarakterinə görə istilik mübadiləsi prosesinin istiqaməti haqqında fikir yürütməyə imkan verir. Entropiya anlayışı elmə 1865 ilində

downloaded from KitabYurdu.org

Klauzius tərəfindən daxil edilmişdir.

Tutaq ki, sistem şəkildə göstərildiyi kimi dönən dairəvi proses icra edir (şəkil 13.1).



Şəkil 13.1

1 halının entropiyasını S_1, 2 halının entropiyasını S_2 ilə işarə etsək, onda

$$S_2 - S_1 = \int \frac{\delta Q}{T}$$

alarıq. Buradan görünür ki, entropiya müəyyən bir sabit dəqiqliyi ilə təyin olunan funksiyadır.

Entropiya hal funksiyası olduğu üçün onun dəyişməsi

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

şəklində tam diferensial kimi yazıla bilər.

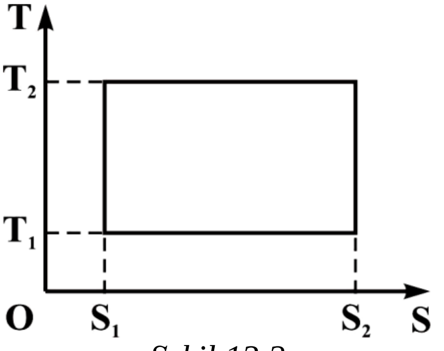
Göstərilən bərabərlik kvazistatik proses, yəni ardıcıl olaraq termodinamik tarazlı proses üçün alınmışdır. Qeyri tarazlı prosesi elə elementar proseslərə bölmək olar ki, onların hər birini tarazlı proses kimi qəbul etmək mümkün olsun. Bu şərt ödəndikdə entropiya anlayışını qeyri tarazlı proseslərə də aid etmək olar. Bu halda

$$dS > \frac{\delta Q}{T}$$

olur. Axırıncı iki ifadə göstərir ki, kvazistatik adiabatik prosesdə sistemin entropiyası dəyişmir, qeyri tarazlı prosesdə isə onun dəyişməsi sıfırdan böyük olur, yəni dönməyən prosesdə entropiya artır. Entropiyası sabit qalan prosesə **izoentropik proses** deyilir. 13.2-ci şəkildə iki izotermik və iki

downloaded from KitabYurdu.org

izoentropik prosesdən ibarət dövr (Karno dövrü) göstərilmişdir. Bu düzbucaqlının sahəsi ədədi qiymətcə sistemin aldığı istilik miqdarına bərabər olacaqdır. Əgər istilik miqdarı müsbətdirsə sistemin entropiyası artır, mənfidirsə azalır.



Şəkil 13.2

Sistemin termodinamik tarazlıq halına entropiyanın maksimum qiyməti uyğun gəlir. Buradan belə nəticə çıxır ki, sistemin entropiyası maksimumdursa, onun temperaturu bütün hissələrdə eyni olur.

Yuxarıda deyilənləri ümumiləşdirərək aşağıdakıları söyləmək olar:

- dönən proseslərdə sistem nə qədər entropiya udursa, həmin qədər də ayırır, yəni dönən prosesdə sistemin entropiyası dəyişmir. Bu, entropiyanın saxlanma qanunudur. Termodinamikanın I qanunu enerjinin saxlanma qanununu ifadə etdiyi kimi, II qanun entropiyanın saxlanma qanununu göstərir.
- Entropiya sistemin halını xarakterizə edən funksiyadır, yəni o yalnız sistemin halından asılıdır.
- Entropiya additiv kəmiyyətdir.
- Yuxarıda verilmiş düsturlarla entropiyanın dəyişməsini tapmaq olur. Entropiyanın mütləq qiyməti müəyyən bir sabit dəqiqliyi ilə tapılır. Lakin ixtiyari bir hal üçün entropiyanı hesablamaq mümkün olarsa, onun mütləq qiymətini təyin etmək olar (Nernst teoremı).

downloaded from KitabYurdu.org

- Dönməyən proseslərdə entropiyanın saxlanma qanunu ödənmir. Belə proseslərdə sistemin entropiyası artır. Əslində dönən proses real proses deyildir. Təbiətdə bütün proseslər dönməyəndir. Ona görə də entropiya həmişə artır.
- Entropiya nizamsızlıq ölçüsüdür. Nizamlı sistemin entropiyası ən kiçik, nizamsız sistemin entropiyası ən böyükdür. Sistemin entropiyası nə qədər böyükdürsə, o, termodinamik tarazılıq vəziyyətinə bir o qədər yaxın olur.
- Entropiyanın sistemin parametrlərindən asılılığı məlum olarsa orada gedəcək proseslərin istiqamətini əvvəlcədən təyin etmək olar.

6. Termodinamikanin ikinci qanunu. Termodinamikanın birinci qanunu, prosesin getmə istiqaməti haqqında heç bir məlumat verə bilmir. Birinci qanuna görə, istiliyin hansı istiqamətdə daşınmasından asılı olmayaraq, enerji saxlanmalıdır. Proseslərin getmə istiqaməti, aparılan çoxlu sayda təcrübə və müşahidələrdən alınan nəticələrin ümumiləşdirilməsi ilə müəyyənləşdirilmiş yeni bir qanunla, termodinamikanın ikinci qanunu ilə müəyyən olunur.

Termodinamikanın ikinci qanunu S.Karno, V.Tomson və R.Klauziusun adları ilə bağlıdır.

Məna və mahiyyətcə eyni olan bu qanunun müxtəlif müəlliflərə məxsus ifadələri aşağıdakılardır:

Klauzius: **İstilik, özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçə bilməz,**

Kelvin: **Yeganə nəticəsi istilik mənbəyinin daxili enerjisinin azalması hesabına iş görmək olan dairəvi dövri proses mümkün deyildir,**

Plank: **Yeganə nəticəsi, istilik mənbəyinin soyuması hesabına yük qaldıran dövri işləyən maşın düzəltmək olmaz**.

Klauzius, Plank və Kelvinin ifadələrində adı çəkilən və yaradılması mümkün olmayan maşını birinci növ daimi mühərrikdən (enerji istifadə etmədən işləyən maşın) fərqli

downloaded from KitabYurdu.org

olaraq, **ikinci növ daimi mühərrik** adlandırmışlar. Bunu nəzərə alaraq, termodinamikanın ikinci qanununu ümumi şəkildə aşağıdakı kimi şərh etmək olar: **ikinci növ daimi mühərrik mümkün deyildir.**

Termodinamikanın ikinci qanununun müxtəlif alimlər tərəfindən müxtəlif şəkildəki şərhləri ekvivalentdir.

Kelvin və Plankın ifadələrində işlədilən "yeganə nəticəsi" ifadəsini mənaca ona ekvivalent olan "ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik yaratmadan" ifadəsi ilə də əvəz edə bilərik. Hər iki halda mahiyyət ondan ibarətdir ki, qurulacaq maşının istilik çənindən aldığı enerji hesabına onun periodik işləməsi yalnız bir nəticəyə gətirməlidir - iş görülməlidir.

Bildiyimiz kimi, məişətdə istifadə olunan soyuducular onun içərisinə qoyulmuş ərzaqı otaq temperaturundan başlayaraq soyudur. Bu o zaman mümkündür ki, ərzaqdan istilik miqdarı alınıb temperaturu daha yüksək olan ətraf mühitə verilsin. İlk baxışda elə görünə bilər ki, istilik özbaşına olaraq soyuq cisimdən isti cismə keçir-termodinamikanın ikinci qanunu üçün Klauziusun verdiyi tərif ödənmir. Lakin, unutmamalıyıq ki, istiliyin soyuq cisimdən isti cismə keçməsi özbaşına olmur. Bu prosesi reallaşdıran elektrik şəbəkəsinə birləşdirilmiş soyuducunun həmin şəbəkədən aldığı elektrik enerjisidir. Bu enerji ətraf mühitdən (kənar mənbədən) alındığına görə, soyuducunun işləməsi nəticəsində təkcə soyuq cisim (soyuducudakı ərzaq) soyumaqda davam etmir, həm də ətraf mühitdə dəyişiklik baş verir-oradan enerji alınır. Deməli, bu prosesdə də termodinamikanın ikinci qanunu ilə ziddiyyət təşkil edən heç bir hadisə baş vermir.

Beləliklə, görürük ki, ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik yaratmadan, yalnız bir mənbədən alınan istilik hesabına periodik işləyərək iş görən maşın düzəltmək mümkün deyildir. Belə maşın düzəltmək mümkün olsaydı, okean suyunda mövcud olan külli miqdarda enerji hesabına işləyən maşınlar qurmaqla enerji və yanacaq problemlərini həmişəlik həll etmiş

downloaded from KitabYurdu.org

olardıq.

Termodinamikanın inkişafının birinci etapı taraz hal termodinamikasının sonuncu və üçüncü başlanğıcı olan Nernst teoremi ilə bitir. Qeyri taraz proseslərin öyrənilməsi ilə əlaqədar olaraq termodinamikanın inkişafında yeni etap başlanır. Bu gün qeyri taraz proseslərin xətti nəzəriyyəsinin əsasları işlənib hazırlanmış və qeyri taraz proseslərin xətti termodinamikası yaradılıb qurtarmışdır. Sabahkı günün əsas istiqamətlərindən biri qeyri taraz proseslərin qeyri xətti fenomenoloji nəzəriyyəsinin yaradılmasıdır.

7. Termodinamik potensial. Kimyəvi potensial. Qeyd olundu ki, daxili enerji hal funksiyası, P, V isə hal parametrləridir. $Q = \Delta U + \Delta(PV)$ ifadədəsində Δ işarəsi həmin kəmiyyətlərin dəyişməsini ifadə etdiyinndən bu düsturu

$$Q = \Delta(U + PV)$$

şəklində yazmaq olar. Yuxarıda deyilənlərə əsasən mötərizənin daxilindəki cəm hal funksiyası olacaqdır. Bu funksiya **entalpiya** və ya **istilik funksiyası** adlanır, J ilə işarə olunur və aşağıdakı kimi təyin olunur

$$J = U + PV .$$

Axırıncı iki ifadənin müqayisəsindən $Q = \Delta J$ və ya $Q = J_2 - J_1$ alınır. Beləliklə istilik miqdarının mahiyyətini təsəvvür etmiş oluruq: istilik miqdarı izoxor prosesdə daxili enerjinin dəyişməsinə, izobar prosesdə isə entalpiyanın dəyişməsinə bərabər olan kəmiyyətdir.

$$G = U - TS + PV$$

şəklində hal funksiyası **Gibbs potensialı** və ya **termodinamik potensial** adlanır. Onun tam diferensialı

$$dG = dU - TdS - SdT + PdV + VdP .$$

İzotermik və izobar proseslərdə dU-TdS=-PdV olduğundan

$$dG=-SdT+VdP=0$$

olur. Bu o deməkdir ki, **sistemin tarazlıq halında onun termodinamik potensialı minimum olur.**

downloaded from KitabYurdu.org

Elə kəmiyyətlər vardır ki, onlar sistemdə olan maddənin miqdarından asılı deyil, məsələn, maddənin temperaturu onun miqdarından asılı olmayıb, yalnız daxili halından asılıdır. Ancaq maddənin halını sabit saxlayıb miqdarını artırdıqda, onun hal funksiyaları artır.

Tutaq ki, sistemdə olan zərrəciklərin sayı dN qədər artmışdır. Təbii ki, onun daxili enerjisinin, sərbəst enerjisinin, termodinamik potensialının artımı əlavə edilmiş zərrəciklərin sayı ilə mütənasib olacaqdır. Məsələn, termodinamik potensialın tam diferensialı

$$dG = -SdT + VdP + \mu dN$$

şəklində yazılacaqdır. Burada μdN həddi zərrəciklərin sayının dN qədər artması zamanı termodinamik potensialın artımını göstərir. Bu ifadədən mütənasiblik əmsalını

$$\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,P}$$

kimi tapmaq olar. Bu əmsal **kimyəvi potensial** adlanır. Termodinamik funksiyalar additivlik şərtini ödədiyindən N sayda eyni zərrəcikdən ibarət olan sistemin termodinamik potensialını $G = \mu N$ kimi yazmaq olar. Buradan kimyəvi potensial

$$\mu = \frac{G}{N}$$

olub, bir zərrəciyin payına düşən termodinamik potensialı ifadə edir. Kimyəvi potensialı başqa termodinamik funksiyalarla da hesablamaq olar. Bütün hallarda o, temperaturun xətti funksiyası olan bir kəmiyyət dəqiqliyi ilə tapılacaqdır.

Termodinamik potensial yalnız başlanğıc və son hallardan asılı olduğundan termodinamik tarazlıqda olan iki fazalı sistemdə kimyəvi potensial zərrəciyin hansı fazada olmasında asılı olmayacaqdır.

8. Kimyəvi tarazlıq şərti. Düşünmək lazım deyil ki, kimyəvi reaksiya yalnız bir istiqamətdə gedir. Həqiqətdə

downloaded from KitabYurdu.org

kimyəvi reaksiya düzünə və əksinə istiqamətdə baş verir. Bütün kimyəvi reaksiyalar prinsipcə dönəndir. Bu o deməkdir ki, reaksiya qatışığında həm reagentlərin, həm də reaksiya məhsullarının qarşılıqlı təsiri baş verir. Bu baxımdan reagentlər və reaksiya məhsulu arasındakı fərq şərtidir. Kimyəvi reaksiyanın axma istiqaməti onun aparılması şəraiti (temperatur, təzyiq, konsentrasiya) ilə təyin edilir. Bir çox reaksiyalar bir üstün istiqamətə malikdirlər və bu cür reaksiyaların əks istiqamətdə aparılması üçün eksterimal şərt tələb olunur. Bu cür reaksiyalarda reagentlərin məhsula tam çevrilməsi baş verir. Düzünə və əksinə reaksiyalar eyni zamanda əks istiqamətlərdə axırlar. Bütün dönən reaksiyalarda düzünə reaksiyanın sürəti azalır, əksinə reaksiyanın sürəti bu sürətlər bərabərləşənə qədər artır və tarazlıq halı qərarlaşır. **Kimyəvi tarazlıq -** kimyəvi sistemin elə halıdır ki, bir və ya bir neçə dönən kimyəvi reksiya elə baş verir ki, hər bir cüt düzünə və əksinə reaksiyanın sürəti öz aralarında bərabərdir. Kimyəvi tarazlıqda olan sistem üçün konsentrasiya, temperatur və sistemin digər parametrləri zaman keçdikcə dəyişmir.

Kimyəvi reaksiyanın vəziyyəti temperaturdan, təzyiqdən və konsentrasiyadan asılıdır. Əgər tarazlıq halında olan sistemə xaricdən təsir göstərilərsə, sistem digər elə hala keçər ki, xarici təsirin effekti minimum olsun. Temperaturun artması zamanı kimyəvi tarazlıq endotermik, temperaturun azalması zamanı isə ekzotermik reaksiya istiqamətində sürüşür. Təzyiqin artması zamanı tarazlıq kiçik həcmli maddənin (ilkin və ya məhsul), təzyiqin azalması zamanı böyük həcmli maddələrin əmələ gəlməsi istiqamətində sürüşür. İlkin komponentlərdən birinin **konsentrasiyasının** artması zamanı tarazlıq reaksiya məhsullarının alınması istiqamətində, reaksiya məhsullarından birinin konsentrasiyasının artması zamanı tarazlıq ilkin maddənin əmələ gəlməsi istiqamətində sürüşür.

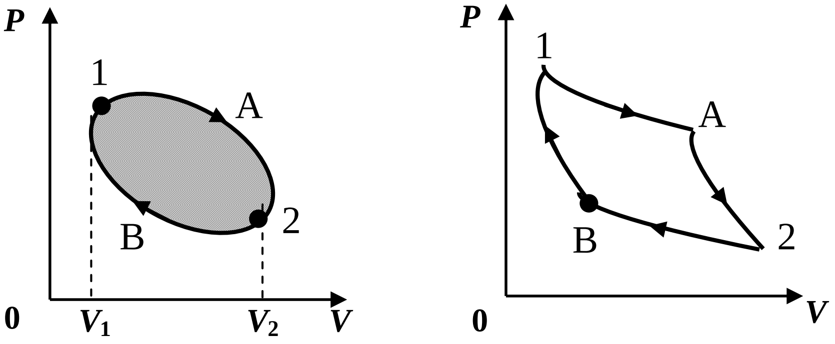
9. İonlaşma tarazlığı. İonlaşma tarazlığı, ionlaşma həmçinin, ion və elektronların rekombinasiyası kimi düzünə və

downloaded from KitabYurdu.org

əksinə proseslərin balansı hesabına stasionar şəraitdə qərarlaşır. İonlaşma tarazlığı əsas etibarı ilə elektronların atom və ionlarla toqquşması ilə təyin edilir:
1) elektron zərbəsi ilə ionlaşma (proses soldan sağa oxla göstərilmişdir) və üç hissəcikli şualanmasız rekombinasiya (ox sağdan sola): $e + A_{Z-1} \leftrightarrow A_Z + 2e$
2) ikihissəcikli radiasiya rekombinasiyası (ox soldan sağa) və fotoionlaşma: $e + A_Z \leftrightarrow A_{Z-1} + h\nu$. (e-elektron; A_Z-Z yüklü ion; ν-şualanan fotonun tezliyi). İkihissəcikli radiasiya rekombinasiyası özündə birbaşa şualanma, rekombinasiyanı əks etdirir. Bu zaman artıq enerjini foton aparır. Dielektron rekombinasiya - rezonans prosesidir, bu zaman artıq enerji A_Z ionunun həyəcanlanmaslna sərf olunur və elektron K-L səviyyələri ilə tutulur, sonra isə A_{Z-1} ionu foton buraxır. Fotoionlaşma prosesi (ox sağdan sola) uyğun olaraq düzünə ionlaşmanı və avtoionlaşmış halların həyəcanlanmasını əks etdirir. Fotoionlaşma proseslərinin ehtimalı fotonların sıxlığı ilə düz mütənasibdir.

10. Karno dövrü. Proses zamanı sistem öz əvvəlki halına qayıdarsa, belə proses dairəvi proses adlanır. Bu prosesdə sistemin halını xarakterizə edən funksiya – daxili enerji dəyişməməlidir, çünki sistem ilk halına qayıdır. İstilik maşınlarında (daxili yanma mühərriklərində, buxar turbinlərində, soyuducularda) gedən proses dairəvi prosesdir. Saat əqrəbi istiqamətində gedən proses düz proses adlanır**.** Fərz edək ki, düz dairəvi proses şəkil 13.3-də göstərildiyi kimi iki izotermik və iki adiabatik prosesdən ibarətdir (1A – izotermik, A2 – adiabatik, 2B – izotermik, B1 – adiabatik proseslərdir).

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 13.3

1A yolunda qaz izotermik genişləndiyi üçün termodinamikanın I qanununa əsasən qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik alır və həm də iş görür. Qaz A2 yolunda adiabatik genişlənir, iş görür və daxili enerjisi azalır. Qaz 2B yolunda izotermik sıxılır və soyuducuya Q_2 qədər istilik verir. Qaz B1 yolunda adiabatik sıxıldığı üçün qızır və əvvəlki vəziyyətini bərpa edir. Bu dairəvi proses **Karno dövrü** adlanır. Qaz bu prosesdə ədədi qiymətcə tsiklin sahəsinə bərabər olan müsbət iş görür. Bu iş $A^{/}=Q_1-Q_2$ olur və qazın (işçi cismin) **faydalı işi** adlanır. Buradan görünür ki, işçi cisim (qaz) qızdırıcıdan aldığı istilik miqdarını tamamilə işə çevirə bilmir, aldığı istiliyin bir hissəsini soyuducuya verir. **Düz Karno dövrü istilik maşınının iş prinsipini göstərir** (işçi cisim qızdırıcıdan istilik alır, iş görür. Aldığı istiliyin bir hissəsini isə soyuducuya verir). Tərs Karno dövründə isə kənar qüvvələrin hesabına qaz (işçi cisim) soyuq cisimdən (soyuducudan) istilik alır, iş görür, soyuducudan aldığı istiliyin bir hissəsini isti cismə (qızdırıcıya) verir. **Soyuducu maşınların iş prinsipi baxdığımız tərs Karno dövrünə əsaslanmışdır**.

11. İdeal istilik maşınının faydalı iş əmsalı. Qeyd edildi ki, Karno dövrü iki izotermik və iki adiabatik prosesdən ibarət dairəvi prosesdir. Dövrün bütün mərhələlərində termodinamik tarazılıq ödənir. Bu tsikldə qızdırıcıdan Q_1 istilik miqdarı alınır,

downloaded from KitabYurdu.org

soyuducuya Q_2 istilik miqdarı verilir və $A^{/}=Q_1-Q_2$ qədər iş görülür. Ümumi halda dairəvi proses zamanı istilik maşınının f.i.ə. aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Göründüyü kimi, ixtiyari istilik maşınının f.i.ə. onun aldığı və verdiyi istilik miqdarlarından asılıdır. Bu maşınlarda işçi cisim ixtiyari ola bilər, çünki bu düsturun çıxarılışında işçi cisim üzərində heç bir məhdudiyyət qoyulmur. İşçi cisim olaraq ideal qaz götürək və onun üzərində Karno dövrünə uyğun dairəvi proses aparaq. Qızdırıcının temperaturunu T_1, soyuducunun temperaturunu T_2 ilə işarə edək. Qəbul edək ki, qızdırıcı və soyuducunun istilik tutumu sonsuz böyükdür və ona görə də onlardan istilik alıb-verdikdə temperaturları dəyişmir. İşçi cismi ideal qaz olan belə istilik maşını ideal istilik maşını adlanır. İdeal istilik maşınının f.i.ə.-nı şəkil 13.3-də göstərilmiş Karno dövrünə əsasən hesablayaq. 1, A, 2, B nöqtələrinə uyğun həcmləri V_1, V_2, V_3, V_4 ilə işarə edək.

İsbat etmək olar ki, $Q_1 = A_{1A} = \nu RT_1$ və $Q_2 = A_{2B} = \nu RT_2$. Bu düsturları f.i.ə.-nın düsturunda yerinə yazaq və hədləri νR hasilinə ixtisar edək. Onda

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

alarıq. Bu ifadə ilə ideal istilik maşınının f.i.ə. hesablanır və **Karno düsturu** adlanır. Buradan görünür ki, ideal maşının f.i.ə. yalnız qızdırıcının və soyuducunun temperaturundan asılı olub **f.i.ə.-nın maksimum qiymətini** ifadə edir. Real istilik maşınının f.i.ə. ideal istilik maşınının f.i.ə.-dan kiçik olur. Karno teoreminə görə istilik maşınının f.i.ə.-nın maksimum qiyməti onun quruluşundan və işçi cismin təbiətindən asılı olmayıb, yalnız qızdırıcının və soyuducunun temperaturundan asılıdır.

İdeal istilik maşını dönən prosesdə işləyən maşındır. Dönən

downloaded from KitabYurdu.org

prosesdə işləyən maşının faydalı iş əmsalı ən böyük olur.

Real istilik maşınlarında istiliyin bir hissəsi aşağı temperaturda olan xarici cisimlərə verilir, müəyyən qədəri isə sürtünmə qüvvələrinə qarşı işə sərf olunur. Ona görə də onların f.i.ə. kiçik olur. Ümumi halda belə maşınlar üçün

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

bərabərsizliyini yazmaq lazımdır. Tutaq ki, istilik maşınında işci cisim qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik miqdarı alır və iş görmədən soyuducuya Q_2 qədər istilik miqdarı verir. Aydındır ki, bu halda enerjinin saxlanma qanununa görə Q_1=Q_2 olmalıdır. Bu halda yuxarıdakı bərabərsizlikdən

$$0 \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

alınar. İstiliyin verilməsi dönməyən proses olduğundan

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} > 0$$

yazmaq lazımdır. Mütləq temperatur müsbət qiymətlər alır, yəni $T > 0$ -dır. Onda bu bərabərsizlikdən $T_1 > T_2$ alınar. Bu o deməkdir ki, iş görülmədən istilik yalnız isti cisimdən soyuq cismə verilə bilər. Bu isə termodinamikanın ikinci qanununun Klauzius tərəfindən verilmiş ifadəsidir.

Karno düsturuna görə istilik maşınının f.i.ə. qızdırıcının temperaturu aşağı olduqda kiçik olur. Deməli istilik aşağı temperaturda alınırsa (alınan istilik müsbət qəbul olunur) $dS = \frac{\delta Q}{T}$ ifadəsinə əsasən işçi cismin entropiyasının dəyişməsi böyük olur, yəni onun entropiyası daha çox artır. Buradan alınır ki, entropiyası böyük olan cismin işgörmə qabiliyyəti az olur.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 14
Səthi gərilmə və kapilyarlıq hadisələri

1. Fazalar və fazaların tarazlıq şərti. İki faza sərhədinin termodinamikası. Qeyri bircins mühitin fəzada təsviri üçün onu, ayrılma sərhədləri ilə ayrılmış, öz tərkibinə görə bircins, müəyyən sayda hissələrə bölmək qəbul edilmişdir. Mühitin (maddənin) bircins fiziki kimyəvi tərkibə malik makroskopik hissəsi **faza** adlanır. Biz termodinamik sistemlərə baxdığımızdan fazaların təsviri üçün termodinamik tarazlıq metodları tətbiq oluna bilər. Əgər mühit bütün nöqtələrində bircinsdirsdirsə belə termodinamik sistem birfazalı, əgər sistem öz aralarında sərhədlə ayrılan iki (və ya daha çox) bircins mühitdən ibarətdirsə onda bu iki fazalı (və ya çoxfazalı) termodinamik sistemdir. İki fazalı sistemə misal olaraq şüşə qaba tökülmüş suyu misal göstərə bilərik. Bu halda sistemdə maye faza (su) və bərk faza (şüşə) mövcuddur. Əgər qabı əhatə edən havanı da nəzərə alsaq sistem üçfazalı olacaq. Qeyd edək ki, qaz qarışığı birfazalı sistemdir, belə ki, bu halda ayrılma sərhəddi yoxdur.

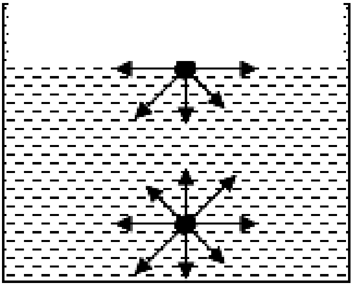
Termodinamik tarazlıqda olan sistemin bircins mühit, yəni birfazalı olması vacib deyil. Öz fiziki kimyəvi xassələrinə görə bir neçə müxtəlif fazalardan ibarət olan, fəzada fazaların ayrılma sərhəddi ilə ayrılmış, zaman keçdikcə dəyişməyən sistem tarazlıq halında ola bilər. Əgər bu sərhədlərdən makroskopik köçürülmə baş vermirsə, fazalar özləri isə termodinamik tarazlıqda yerləşirsə, bu cür termodinamik sistem öz qeyri bircinsliyinə baxmayaraq termodinamik tarazlıq halında olacaqdır.

Termodinamikada faza tarazlığı elə haldır ki, termodinamik sistemdə fazalar istilik, mexaniki və kimyəvi tarazlıq halındadır. İstilik tarazlığı göstərir ki, sistemdə maddənin bütün fazaları eyni temperatura malikdir. Mexaniki tarazlıq toxunan

downloaded from KitabYurdu.org

fazaların ayrılma sərhəddinin müxtəlif tərəflərində təzyiqin eyniliyini göstərir. Əslində real sistemlərdə bu təzyiqlər təqribən bərabərdir. Təzyiqlər fərqi səthi gərilmə qüvvələri ilə yaranır. Kimyəvi tarazlıq maddənin bütün fazalarının kimyəvi bərabərliyi ilə ifadə olunur. Bir tip hissəciklərdən ibarət kimyəvi bircins sistemə baxaq. Fərz edək ki, bu sistemdə 1 və 2 fazalarının sərhəddi mövcuddur. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, fazaların tarazlığı üçün fazaların ayrılma sərhəddində temperatur və təzyiq eyni olmalıdır. Məlum olduğu kimi, sabit temperatur və təzyiqdə sistemin termodinamik tarazlığı Gibbs potensialının miniumum qiymətinə uyğun gəlir. Buradan da isbat etmək olar ki, **fazaların tarazlığı o zaman alınar ki, ayrılma sərhəddinin hər iki tərəfində bu fazaların kimyəvi potensialları bərabərdir.**

2. Mayelərdə səthi gərilmə. Tutaq ki, şaquli qoyulmuş silindrik qabda maye vardır. Bu qabda iki molekulun halını araşdıraq (şəkil 14.1).



Şəkil 14.1

Molekullardan biri mayenin daxilində, digəri isə səthində yerləşmişdir. Daxildə olan molekula hər tərəfdən təsir edən qüvvə eynidir və molekul tarazlıqdadır. Səthdə götürülmüş molekula bütün istiqamətlərdən edilən təsir isə eyni deyildir. Molekulyar təsir sferasının üst hissəsində qaz və maye buxarı vardır. Orada olan molekulların sayı təsir sferasının aşağı hissəsində olan maye molekullarının sayından qat-qat azdır.

downloaded from KitabYurdu.org

Ona görə də səthdə olan molekullara təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisi mayenin daxilinə yönələcək, onu daxilə çəkəcəkdir (ağırlıq qüvvəsi nəzərə alınmır).

Buradan görünür ki, molekulun mayenin daxilindən mayenin səthinə çıxması üçün iş görülməlidir. Bu iş səthdəki molekulların potensial enerjisinin artmasına səbəb olur. Mayedə temperatur tarazlığı olduğundan daxildəki və səthdəki molekulların kinetik enerjiləri eynidir. Potensial enerji isə səthdə çoxdur. Sistemin dayanıqlı tarazlıqda olması üçün onun potensial enerjisi minimum olmalıdır. Bu səbəbdən maye elə forma almağa çalışır ki, onun səthinin sahəsi minimum olsun. Məlumdur ki, həcmləri eyni olan həndəsi fiqurlardan səthinin sahəsi ən kiçik olan sferadır. Deməli, xarici qüvvələr təsir etmədikdə bütün mayelər kürə formasını almalıdırlar. Bu hadisə **səthi gərilmə** adlanır. Doğrudan da qabda olan mayenin içərisinə sıxlığı onunla eyni olan və ona qarışmayan başqa maye damcısı salsaq, damcı mayenin daxilində kürə formasını alacaqdır. Onu belə forma almağa məcbur edən səth enerjisinin daxildəki enerjidən böyük olması nəticəsində yaranan səthi gərilmədir. Mayenin səthində olan molekullara təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisini mayenin səthinə toxunan və şaquli istiqamətdə yönələn qüvvələrin cəmi kimi göstərmək olar. Şaquli istiqamətdə yönələn qüvvə yuxarıda qeyd edildiyi kimi molekulu mayenin daxilinə çəkən qüvvədir. Üfüqi müstəvidə yerləşən, daha doğrusu mayenin səthinə toxunan istiqamətdə olan qüvvə mayenin səthini sıxmağa, azaltmağa çalışır. Səthi sıxmağa çalışan bu qüvvə **səthi gərilmə qüvvəsi** adlınar. Bu qüvvə mayenin səthinə toxunan istiqamətdə yönəlir və təsir etdiyi maye hissəsinin konturuna perpendikulyar olur. Təcrübə göstərir ki, bu qüvvənin ədədi qiyməti maye səthinin perimetrinin uzunluğu (l) ilə düz mütənasibdir və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$F = \sigma\ l$$

Burada σ – mütənasiblik əmsalı olub, **səthi gərilmə əmsalı**

downloaded from KitabYurdu.org

adlanır, mayenin növündən və temperaturundan asılıdır. **Səthi gərilmə əmsalı ədədi qiymətcə səthin vahid uzunluğuna düşən qüvvəyə bərabərdir.** Yuxarıda qeyd edildi ki, maye molekulu mayenin daxilindən səthinə çıxdıqda müəyyən iş görülür. Səthə çıxan molekullar səthin sahəsini artırır. Bu artımı $d\overline{S}$ ilə işarə etsək görülən işi aşağıdakı düsturla hesablamaq olar:

$$dA = -\sigma\, d\overline{S}$$

Burada mənfi işarəsi səthin sahəsini artırmaq üçün iş görmək lazım gəldiyini göstərir. Bu iş molekulun potensial enerjisinin artmasına sərf olunur. Molekulların potensial enerjilərinin cəmi səthin potensial enerjisini əmələ gətirir. Bu enerji mayenin **səth enerjisi** adlanır və F_S ilə işarə olunur. Aydındır ki, bu enerji əks işarə ilə, səthə qaldırılmış bütün molekullar üzərində görülən işə bərabər olmalıdır:

$$F_S = -A = \sigma\,\overline{S}$$

Buradan görünür ki, səthi gərilmə əmsalı ədədi qiymətcə səthin sahəsini 1 m^2 artırdıqda görülən işə və ya səth enerjisinin artımına bərabər olan kəmiyyətdir.

Prinsipcə makroskopik mexaniki sistemin tam enerjisini bütövlükdə işə çevirmək olsa da molekulyar fizikada məsələ fərqli xarakter alır. Burada sistemin daxili enerjisinin yalnız bir qismini işə çevirmək mümkündür (məsələn, izotermik proses zamanı). Sistemin daxili enerjisinin mexaniki işə çevrilə bilməyən hissəsi **bağlı enerji**, tam enerjinin qalan hissəsi, yəni mexaniki işə çevrilə bilən hissəsi **sərbəst enerji** adlanır. Səth enerjisi mayenin sərbəst enerjisinin tərkib hissəsidir Ona görə də səth enerjisinin dəyişməsi mayenin sərbəst enerjisinin dəyişməsinə səbəb olur. Təcrübələr göstərir ki, temperatur artdıqda mayelərin səthi gərilmə əmsalı azalır. Ona görə də $\frac{d\sigma}{dT} < 0$ və $Q > 0$ alınır, yəni səthin izotermik artması zamanı ona istilik verilir.

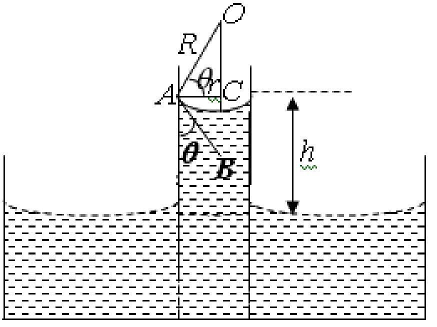
downloaded from KitabYurdu.org

Sərbəst enerjinin minimum olması üçün həm səthi gərilmə əmsalı, həm də səthin sahəsi kiçik olmalıdır. Sistem həmişə elə vəziyyət almağa çalışır ki, onun sərbəst enerjisi minimum olsun. Ona görə də maye öz səthini azaltmağa çalışır. Kənar qüvvələr təsir etməyən maye həcmi həmişə kürə formasında olur. Məsələn, çəkisizlik halında damcı kürə şəklini alır.

Mayeyə başqa maddələr qatdıqda səthi gərilmə əmsalı dəyişir. Sabunlu suyun səthi gərilmə əmsalı təmiz suyunkundan az, duzlu suyunku isə çox olur. Əgər mayenin öz molekulları arasındakı ilişmə qüvvəsi maye molekulu ilə orada həll olmuş maddə molekulu arasındakı ilişmə qüvvəsindən çox olarsa, həmin maddənin molekulları mayenin səthinə çıxırlar; onların səthdə konsentrasiyası mayenin daxilindəki konsentrasiyadan çox olur. Bu hadisə **adsorbsiya** adlanır. Deməli adsorbsiya hadisəsi də sərbəst enerjinin minimum olması ilə izah olunur. Məhlulun səthi nəinki sıxılmağa, həm də səthi gərilmə əmsalını azaltmağa çalışır. Ona görə də səthdə müxtəlif molekulların konsentrasiyası onların mayenin həcmindəki konsentrasiyasından fərqlənir.

3. Kapilyarlıq. Qeyd etdik ki, qabın divarına yaxın yerdə mayenin səthi əyilir. Qab geniş olduqda səthin divardan uzaq olan yerlərində əyilmə olmur, səth müstəvi şəklində olur. Qabın divarları bir birinə yaxın olarsa, onda mayenin səthi tam əyilmiş forma (menisk) alır. Kiçik radiuslu borularda menisk sfera, bir birinə çox yaxın yerləşdirilmiş paralel müstəvilərdə isə silindrik formada olur. Belə borular **kapilyar borular** adlanır. Geniş qabdan və kapilyar borudan ibarət birləşmiş qablara baxaq. Qablardakı maye bircins olub, isladan mayedir (şəkil 14.2).

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 14.2

Təcrübə göstərir ki, kapilyar boruda mayenin hündürlüyü geniş qabdakı mayenin səviyyəsinə nəzərən *h* qədər çoxdur, yəni isladan maye kapilyar boruda yuxarı qalxır. Bunun səbəbi əyri səth altında əlavə təzyiqin yaranmasıdır. Çökük səth altında bu təzyiq müstəvi səth altındakı təzyiqi azaldır. Ona görə də isladan maye kapilyar boruda müəyyən hündürlüyə qalxır. Kapilyar borudakı maye sütununun hidrostatik təzyiqi əyri səthin yaratdığı əlavə təzyiqə bərabər olur. Kapilyar boruda menisk sfera olduğundan

$$\rho g h = \frac{2\sigma}{R} \qquad (14.1)$$

yazmaq olar. Burada *R* – kapilyardakı maye səthinin radiusudur.

Maye səthinə çəkilmiş toxunanın (*AB*) qabın şaquli divarı ilə əmələ gətirdiyi bucaq θ kənar bucaq adlanır. Şəkildən görünür ki, bu bucaq isladan maye üçün iti bucaqdır (islatmayan maye, yəni səthi qabarıq menisk olan maye üçün θ kor bucaq olur). Kapilyar borunun radiusu *r* olarsa, *AOC* düzbucaqlı üçbucağından ($AO=R$, $AC=r$, $\angle OAC=\theta$) $R = \frac{r}{\cos\theta}$ olduğunu görürük. Bu ifadəni (14.1) düsturunda nəzərə alsaq

$$h = \frac{2\sigma\cos\theta}{\rho g r} \qquad (14.2)$$

downloaded from KitabYurdu.org

alarıq. Bu isladan mayenin kapilyar boruda qalxma hündürlüyüdür. İsbat etmək olar ki, islatmayan maye kapilyar boruda həmin qədər aşağı düşəcəkdir. Maye tam isladan olarsa $\theta = 0$ olar və

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r} \qquad (14.3)$$

düsturu ilə hesablanır. Buradan görünür ki, mayenin kapilyar boruda qalxma hündürlüyü onun sıxlığı və kapilyarın radiusu ilə tərs mütənasibdir. Bu düsturdan istifadə edərək təcrübi üsulla mayenin səthi gərilmə əmsalını tapmaq olar.

Kapilyarlığın təbiətdə rolu böyükdür. Torpaq qatlarında rütubətin ötürülməsi, torpaqdakı qida maddələrinin bitkilər tərəfindən mənimsənilərək, gövdə və budaqlara ötürülməsi, canlı orqanizmdə qanın kapilyar damarlarla verilməsi kapilyarlıq hadisəsi ilə bağlıdır. Kapilyarlıq hadisəsini tikinti işlərində də nəzərə almaq lazımdır. Belə ki, bir çox tikinti materialları (qum, beton, əhəng), keramik məmulatlar, gil və s. kapilyarlara malikdirlər və su da onlar vasitəsi ilə otağa nüfuz edə bilər. Inşaat işlərində bunun qarşısını almaq üçün binanın bünövrəsinin divarına tol qatı, qətran və ya digər maddələr çəkilir ki, rütubət divar vasitəsi ilə yaşayış binalarına keçməsin.

4. Faza çevrilmələri. Birinci və ikinci növ faza keçidləri. Sonlu ölçülərə malik olan bircins maddə parçası və ya hissəsi **faza** adlanır. (Sistemin kimyəvi tərkibi və termodinamik halı eyni olan bütün hissələrinin məcmusu **faza** adlanır). Eyni maddə müxtəlif fazalarda ola bilər. Fazalar arasında kəskin sərhəd olur. Məsələn, bağlı qabda olan su və onun buxarı arasında sərhəd vardır. Bu sərhəddən aşağıda maye faza, yuxarıda isə buxar fazası yerləşir. Bu sistem ikifazalı sistem adlanır. Əgər su və onun buxarı olan qaba buz atsaq, buzla su və buzla baxar arasında yenə də kəskin sərhəd olacaqdır, yəni buz ayrıca fazadır. Buz, su və su buxarı olan sistem üçfazalı sistem olur. Həmin qaba əlavə buz parçası

downloaded from KitabYurdu.org

ataq. Bu sistem yenə də üçfazalı sistem olaraq qalacaqdır. Bu o deməkdir ki, maddə daxilində eyni fazalı hissələr çox sayda ola bilər. Məsələn, çisgin havada çox sayda su damcıları vardır. Onlar hava qazında bərabər sıxlıqda paylanmışlar. Buna baxmayaraq su damcıları hava qazında bir faza, hava qazı özü isə digər faza təşkil edir. Deməli, çisgin hava ikifazalı sistemdir. Baxmayaraq ki, havanın tərkibində çox sayda müxtəlif qazlar vardır, onlar birlikdə bir faza təşkil edirlər, çünki həmin qazları bir-birindən ayıran sərhəd yoxdur. Sistemin xarici parametrlərinin (temperaturun, təzyiqin və s.) dəyişməsi nəticəsində maddənin bir fazadan digər fazaya keçməsi **faza çevrilməsi** və ya **faza keçidi** adlanır. Faza keçidi iki növ olur.

5. I növ faza keçidi. İstilik ayrılması və ya udulması ilə baş verən faza çevrilməsi **I növ faza keçidi** adlanır. Buxarlanma, ərimə, bərk cismin birbaşa qaza çevrilməsi, kristal quruluşunun dəyişməsi I növ faza keçidlərinə aiddir.

I növ faza keçidini dönən proses qəbul etsək termodinamikanın II qanununa görə

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

yazmaq olar. Bu ifadəni vahid kütlə üçün inteqrallasaq $S_2 - S_1 = \frac{L}{T}$ və ya $S_2 - S_1 = \frac{\lambda}{T}$ alınar. Burada L – xüsusi buxarlanma, λ – isə xüsusi ərimə istiliyidir. L, λ və T sonlu kəmiyyətlər olduğundan $S_2 - S_1 \neq 0$ olur. Bu o deməkdir ki, I növ faza keçidində entropiya sıçrayışla dəyişir. I növ faza keçidini xarakterizə edən əsas tənlik **Klapeyron-Klauzius** tənliyidir

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}$$

Bu tənlikdən görünür ki, həmişə $L > 0$ -dir, lakin $V_2 - V_1$ həm müsbət və həm də mənfi ola bilər. Əgər $V_2 - V_1$ müsbətdirsə,

downloaded from KitabYurdu.org

$\dfrac{dP}{dT} > 0$ olur, yəni təzyiq artdıqda buxarlanma (ərimə) temperaturu artır, $V_2 - V_1 < 0$ olarsa, göstərilən kəmiyyət azalır. Əksər cisimlər əriyərkən onların həcmi artır, ona görə də $\dfrac{dP}{dT} > 0$ olur. Lakin elə cisimlər (buz, çuğun) vardır ki, onlar əriyərkən həcm azalır, $\dfrac{dP}{dT} < 0$ olur, yəni təzyiq artdıqda ərimə temperaturu aşağı düşür.

6. II növ faza keçidi. İstilik ayrılmadan və ya udulmadan baş verən faza çevrilməsi **II növ faza keçidi** adlanır. Bu keçid zamanı bütün termodinamik funksiyalar kəsilməz qalır, yəni onların ixtiyari parametrə görə birinci tərtib törəmələri sıfra bərabər olur. Lakin 2-ci tərtib törəmələri sıfırdan fərqli olur, yəni sıçrayışla dəyişir.

II növ faza keçidi üçün Klapeyron-Klauzius tənliyi ödənmir. Yuxarıda göstərdik ki, bu tənlik $\dfrac{dP}{dT} = \dfrac{S_2 - S_1}{V_2 - V_1}$ şəklində yazıla bilər. Qeyd edildi ki, II növ faza keçidi üçün $S_1 = S_2$ və $V_1 = V_2$-dir. Bu qiymətləri tənlikdə yerinə yazsaq

$$\frac{dP}{dT} = \frac{0}{0}$$

şəklində qeyri-müəyyənlik alınar. Qeyri-müəyyənliyi açmaq üçün Lopital qaydasından istifadə edək. Tənliyin sağ tərəfinin surət və məxrəcini bir dəfə temperatura, ikinci dəfə təzyiqə görə diferensiallasaq, bu tənliklərdən

$$\Delta C_P = -T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)^2 \Delta\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T,$$

$$\Delta\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_P = -\frac{dP}{dT}\Delta\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$$

alınar. Bu tənliklər II növ faza keçidini xarakterizə edir və

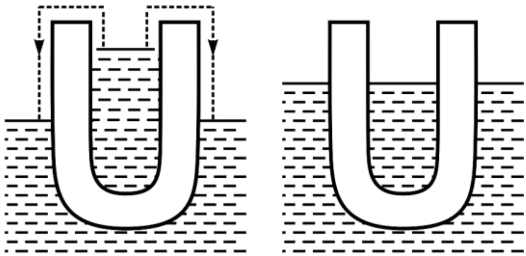
downloaded from KitabYurdu.org

Erenfest tənlikləri adlanır. Burada *Δ* işarələri həmin kəmiyyətlərin sıçrayışla dəyişmə qiymətlərini göstərir.

II növ faza keçidinə parlaq misal maye heliumun ifrat axıcılıq halına keçməsidir. Maye heliumun temperaturunu azaltmaqla müşahidə etmişlər ki, temperatur 2,2 *K*-nə yaxınlaşdıqda onun özlülüyü sıçrayışla sıfra enir, yəni ifrataxıcı hala keçir. Onun ifrataxıcı halda olmasını aşağıdakı təcrübə aydın göstərir (şəkil 14.3). Tutaq ki, adi özlü mayenin (məsələn, suyun) daxilinə silindrik qab salınmış və qab həmin maye ilə doldurulmuşdur. Silindrik qabdakı mayenin səviyyəsi geniş qabdakı mayenin səviyyəsindən yüksəkdir. Nə qədər vaxt keçsə də adi mayenin geniş qabdakı və silindrdəki səviyyələri əvvəlki vəziyyətində qalır. Lakin geniş qaba və silindrə 2,2 *K* temperaturda maye helium tökülərsə bir müddətdən sonra silindrin içərisindən helium geniş qaba axacaq və mayelərin səviyyələri eyni olacaqdır (şəkil 14.3. b). Silindrin içərisindəki maye helium divarla (bir neçə mikron qalınlığında) nazik pərdə əmələ gətirir (şəkil a-da qırıq xəttlər). Pərdə sifon rolu oynayır və maye helium bu sifon vasitəsilə geniş qaba axır. Onun axın sürəti kifayət qədər böyük olur və tez bir zamanda mayelərin səviyyələri bərabərləşir.

Heliumun özlü və ifrataxıcı halları uyğun olaraq helium I və helium II ilə işarə olunur. Başqa mayelərdən fərqli olaraq helium normal təzyiqdə bərk hala keçmir. Yalnız yüksək təzyiqlərdə (təqribən 28 atm.) temperatur mütləq sıfra yaxınlaşdıqda heliumun bərk halı yaranır.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 14.3

7. Van-der-Vaals tənliyi. Kritik nöqtə. Molekulları arasında qarşılıqlı təsir olan qazlar **real qazlar** adlanır. Təbiətdə mövcud olan qazlar real qazlardır. İdeal qaz real qazın bu və ya digər məqsədlə qəbul olunan modelidir. Bu model əksər hallarda real qazların xassələrini izah edə bilmir. Real qaz seyrək olduqda onun xassəsi ideal qaz modelinin xassələrinə uyğun olur çünki, qaz seyrək olduqda onun molekulları arasında məsafə çox böyük olduğundan qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olur. Real qazların xassələrini ideal qaz modeli ilə izah etdikdə çətinliklər yaranır. Bu çətinlikləri aradan qaldırmaq üçün molekullar arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almaq lazımdır.

Holland fiziki Y.Van-der-Vaals real qaz modeli olaraq bir biri ilə cəzbetmə qarşılıqlı təsirdə olan *d* diametrli mütləq bərk kürəciklər çoxluğu qəbul etmişdir. Bu modeldə itələmə qüvvələri kürəciklərin sonlu, dəyişməyən ölçüyə malik olmaları ilə nəzərə alınır. Real qazların hal tənliyi bu modelə əsasən qurulur.

İdeal qaz molekulları nöqtəvi olduqları üçün onlar qabın həcminin bütün nöqtələrində ola bilirlər. Lakin real qaz molekulu sonlu ölçüyə malik olduqlarından bir molekul digər molekulun həmin anda olduğu həcmə keçə bilmir. Buradan görünür ki, real qazda molekulların hərəkət edəcəyi sərbəst həcm məhdudlaşaraq azalır; həcmin bir hissəsi molekulların

downloaded from KitabYurdu.org

özləri tərəfindən tutulmuş olur. Qaz molekullarının özlərinin tutduğu həcmi *b*, qabın həcmini isə *V* ilə göstərsək, onda molekulların hərəkəti üçün qalan sərbəst həcm

$$V_S=V-b \tag{14.4}$$

olar. Hesablamalar göstərir ki, *b* molekulların $V_o=\frac{1}{6}\pi d^3$ həcmindən 4 dəfə böyükdür ($b=4V_0$).

Məlumdur ki, qazın təzyiqi onun molekullarının qabın divarına vurduqları zərbələrlə ölçülür. Real qaz modelində molekullar arasında cəzbetmə qüvvəsi olduğundan onların qabın divarına zərbəsi ideal qaz molekullarının zərbəsindən fərqlənir. Divara doğru hərəkət edən ideal qaz molekullarının sürəti qabın orta hissəsindəki sürətlə eyni olur. Real qaz molekulu isə divara yavaşıyan sürətlə yaxınlaşır, çünki onu arxadakı molekullar cəzb edir. Deməli, real qaz molekulunun divara verdiyi impuls ideal qaz molekulunun divara verdiyi impulsdan kiçik olur:

$$P=P_{id}-\Delta P \text{ və ya } P_{id}=P+\Delta P \tag{14.5}$$

Qabın vahid səthinə edilən zərbələrin sayı və molekulun sürətinin azalmasına səbəb olan yekun cəzbetmə qüvvəsi molekulların konsentrasiyası ilə mütənasib olduqlarından onların nəticəsi olan ΔP təzyiqi n^2-la mütənasib olur. Konsentrasiyanın $n=N/V$ düsturundan alırıq ki, ΔP təzyiqi $1/V^2$-la mütənasib olmalıdır, yəni

$$\Delta P=\frac{a}{V^2} \tag{14.6}$$

Burada *a* – mütənasiblik əmsalıdır. (14.6) düsturunu (14.5)-də yerinə yazsaq real qazın təzyiqini

$$P+\frac{a}{V^2} \tag{14.7}$$

şəklində yazmaq olar. (14.4) və (14.7) ifadələrini bir mol qaz üçün Mendeleyev-Klapeyron tənliyində yerinə yazsaq, alarıq

downloaded from KitabYurdu.org

$$\left(P+\frac{a}{V^2}\right)(V-b)=RT \qquad (14.8)$$

Bu ifadə **real qazların hal tənliyi** olub, **Van-der-Vaals tənliyi** adlanır. İxtiyari miqdarda olan real qaz üçün bu tənlik aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\left(P+\nu^2\frac{a}{V^2}\right)(V-\nu b)=\nu RT\ .$$

Burada ν – maddə miqdarıdır.

8. Van-der-Vaals izotermləri. Böhran temperaturu. Şəkil 14.4-də müxtəlif temperaturlarda (14.8) düsturuna uyğun izotermlər göstərilmişdir. Bu əyrilər Van-der-Vaals izotermləri adlanır. Van-der-Vaals tənliyi qazın həcminə görə kub tənlikdir. Doğrudan da (14.8) tənliyini V-yə görə həll etsək, aşağıdakı kub tənliyi alarıq:

$$V^3-(b+\frac{RT}{P})V^2+\frac{a}{P}V-\frac{ab}{P}=0 \qquad (14.9)$$

Cəbrdən məlumdur ki, gətirilmiş üstlü tənliyi onun kökləri vasitəsilə ifadə etmək olar. Tənliyin kökləri V_1, V_2, V_3 olarsa, onda aşağıdakı bərabərlik ödənməlidir:

$$(V\text{-}V_1)(V\text{-}V_2)(V\text{-}V_3)=0 \qquad (14.10)$$

Buradan görünür ki, təzyiqin bir qiymətinə, məsələn $P^/$-ə (şəkil 14.4) qazın həcminin üç qiyməti V_1, V_2, V_3 uyğun gəlir. Ancaq temperatur artdıqca, şəkil 14.4-dən göründüyu kimi, V_1, V_2, V_3 qiymətləri bir birinə yaxınlaşır və nəhayət 4-cü əyriyə uyğun temperaturda onlar üst-üstə düşürlər. Bu temperatur **böhran temperaturu** T_K, həcmin bu V_K qiyməti **böhran həcmi**, V_K-yə uyğun təzyiq isə **böhran təzyiqi** P_K adlanır. Şəkil 14.4-də böhran nöqtəsi B ilə göstərilmişdir. Bu nöqtədə $V_1=V_2=V_3=V_k$-dır. (14.9) tənliyində hal parametrləri P və T-nin əvəzinə onların böhran kəmiyyətlərini, (14.10)-də isə $V_1=V_2=V_3=V_K$ olduğunu nəzərə alsaq

downloaded from KitabYurdu.org

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_k}{P_k}\right)V^2 + \frac{a}{P_k}V - \frac{ab}{P_k} = 0$$

$$(V - V_k)^3 = V^3 - 3V_k V^2 + 3V_k^2 V - V_k^3 = 0$$

olar. Bu tənliklər o vaxt bir birinə bərabər olar ki, eyni dərəcəli V-lərin əmsalları bərabər olsun. Bu şərtdən

$$3V_k = \frac{RT_k}{P_k} + b,\ \ 3V_k^2 = \frac{a}{P_k},\ \ V_k^3 = \frac{ab}{P_k}$$

alınar. Bu tənliklər sistemini həll edərək böhran kəmiyyətlərini aşağıdakı kimi tapırıq:

$$V_k = 3b\,,\ P_k = \frac{a}{27b^2}\,,\ T_k = \frac{8a}{27Rb}\,. \qquad (14.11)$$

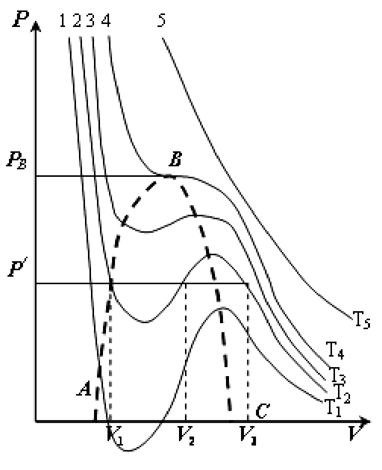
Van der Vaals sabitləri (a, b) məlum olarsa böhran kəmiyyətlərini bu düsturlarla hesablamaq olar. Ümumiyyətlə a, b sabitləri temperaturdan asılıdırlar.

Şəkil 14.4-dən göründüyü kimi böhran temperaturundan yuxarı temperaturlarda Van-der-Vaals izotermləri ideal qazın izotermləri kimi olur. Böhran temperaturundan aşağı temperaturlarda Van-der-Vaals izotermlərini üç hissəyə bölmək olar: I hissə *BC* xəttindən sağda olan hissə – adi izotermdir. Bu hissədə real qaz özünü ideal qaz kimi aparır. III hissə – *AB* xəttindən solda qalan hissədir. Burada həcmin cüzi azalması zamanı təzyiq kəskin artır. Belə asılılıq mayelərə xasdır. Deməli, III hissədə qaz maye halındadır. II hissə – *ABC* xəttini əhatə etdiyi hissədir. Bu hissə buxar və maye qarışığından ibarət olub dayanıqsız haldır. Bu hissə ikifazalı hissə adlanır.

Yuxarıda deyilənlərdən məlum olur ki, *AB* xətti (şəkil 14.4) maye fazasından ikifazalı hala və tərsinə keçidin, *BC* xətti isə qaz fazasından ikifazalı hala və tərsinə keçidin başlanğıcını göstərir. Böhran temperaturundan yuxarı temperaturlarda yalnız bir faza, qaz fazası mövcud olur. Ona görə də

downloaded from KitabYurdu.org

temperaturu böhran temperaturundan böyük olan qazı izotermik olaraq mayeyə çevirmək mümkün deyildir. Böhran temperaturunda fazalar arasında sərhəd olmur, doymuş buxar və mayenin sıxlıqları bərabərləşir, yəni qaz və mayenin xüsusi həcmləri eyniləşir. Buxarlanma (kondensasiya) istiliyi sıfra bərabər olur. İzotermik sıxılma əmsalı böyük qiymət alır. Genişlənmənin termik əmsalı və sabit təzyiqdə istilik tutumu sonsuzluğa yaxınlaşır. Sıxılmanın və termik genişlənmənin böyük qiymət alması sıxlığın fluktuasiyasının çox böyük olmasına gətirir. Nəhayət, böhran halında mayelərin səthi gərilməsi olmur.



Şəkil 14.4

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 15

Paylanma funksiyaları

1. Molekulların sürətlərə görə paylanması. Maksvell paylanması. Kinetik enerjini xarakterizə etmək üçün Mendeleyev Klapeyron tənliyindən istifadə edərək molekulların istilik hərkətinin sürətini təyin edərkən onu orta kvadratik sürət adlandırırlar. Bu sürət xaotik hərəkətdə olan heç bir molekulun fərdi sürəti deyildir. Molekullar müxtəlif sürətlərlə hərəkət edirlər. Molekulların sürətlərə görə paylanma qanununu Maksvell müəyyən etmişdir. O, tapmışdır ki, termodinamik tarazlıqda olan ideal qazda sürətləri υ ilə $\upsilon+d\upsilon$ arasında olan molekulların sayı aşağıdakı düstura tabedir:

$$dN = N\left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}} \cdot 4\pi\upsilon^2 d\upsilon \qquad (15.1)$$

O, bu düsturla ifadə olunan qanunu ehtimal nəzəriyyəsindən istifadə edərək çıxarmışdır. Ona görə də bu qanun statistik qanundur.

Tutaq ki, müəyyən bir həcmdə N sayda eyni molekul vardır. Onlar bir-birilə daim toqquşurlar. Toqquşma zamanı onlar enerji mübadiləsində olurlar. Belə təsəvvür edək ki, bütün molekullar öz enerjilərini tamamilə 1 molekula verirlər. Nəticədə 1 molekul böyük sürətlə hərəkət edir, qalanları isə dayanır. Əlbəttə belə halın yaranması mümkün deyil, lakin ehtimalı sıfırdan fərqlidir. Toqquşma zamanı bütün molekulların enerjisinin 10 molekula verilməsi ehtimalı əvvəlki halın ehtimalından böyük olur. Bu ehtimal enerjinin bütün molekullar arasında eyni paylanmasına qədər artır və belə halın ehtimalı ən böyük olur.

Molekullar bir-birilə arası kəsilmədən (adi şəraitdə bir molekul 1 saniyədə təqribən 10^9 sayda zərbə alır) toqquşduqları üçün enerjinin bərabər paylanması mümkün deyildir, yəni

downloaded from KitabYurdu.org

bütün molekullar eyni sürətə malik ola bilməzlər, onlar çox müxtəlif sürətlərlə hərəkət edirlər. Bircə onu söyləmək olar ki, ən böyük və ən kiçik sürətlə hərəkət edən molekulların sayı çox az olur. Ən ehtimallı sürətə yaxın sürətlərlə hərəkət edən molekulların sayı daha çox olur. Qazın hal parametrləri sabit qaldıqda bu qaydada paylanma zamandan asılı olmayaraq sabit qalır, dəyişmir. Belə paylanma qaz molekullarının hərəkət istiqamətindən də asılı deyildir. Fərz edək ki, sürəti υ ilə $\upsilon + d\upsilon$ arasında olan molekulların sayı dN-dir. N sayda molekuldan dN sayda molekulun baxılan sürət intervalında olma ehtimalı $\frac{dN}{N}$ nisbətinə bərabərdir. Bu nisbətin qiyməti sürət intervalının qiymətindən asılıdır. Əgər sürət intervalını ən kiçik sürətdən ($\upsilon \to 0$) ən böyük sürətə ($\upsilon \to \infty$) qədər götürsək, bu nisbət 1-ə bərabər olar. Yəni bu nisbətin ixtiyari sürətli bütün zərrəciklər üzrə inteqralı vahidə bərabər olmalıdır.

$$\int \frac{dN}{N} = 1$$

Bu nisbətin vahid sürət intervalına düşən qiymətini göstərən funksiya **ehtimal funksiyasının sıxlığı** və ya **paylanma funksiyası** adlanır və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$f(\upsilon) = \frac{1}{N}\frac{dN}{d\upsilon}$$

Axırıncı iki düsturun müqayisəsindən və yuxarıdakı mülahizədən

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\upsilon) d\upsilon = 1$$

alarıq. Buradan görünür ki, $f(\upsilon)$ monoton dəyişən funksiya olmalıdır.

Molekulların sürətlərə görə paylanması fəzanın istiqamətindən asılı deyildir. Ona görə də ehtimal nəzəriyyəsinə əsasən paylanma funksiyası molekulların müxtəlif istiqamətlərdə paylanma funksiyalarının hasilinə

downloaded from KitabYurdu.org

bərabər olacaqdır. Əgər *x*, *y*, *z* oxları istiqamətində paylanma funksiyalarını uyğun olaraq $f(\upsilon_x)$, $f(\upsilon_y)$ və $f(\upsilon_z)$ ilə işarə etsək

$$f(\upsilon) = f(\upsilon_x) f(\upsilon_y) f(\upsilon_z)$$

olar. Digər tərəfdən ixtiyari oxun müsbət və mənfi istiqamətlərində paylanma eyni olmalıdır, yəni $f(\upsilon_x) = f(-\upsilon_x)$ ödənməlidir. Bu isə o vaxt ola bilər ki, paylanma funksiyası sürətin kvadratı ilə ifadə olunsun. Sürətin kvadratı $\frac{m_0}{2}$ miqyasında enerji olduğundan bu funksiyaları enerjinin funksiyası kimi yazmaq olar:

$$f(E) = f(E_x) f(E_y) f(E_z)\,.$$

Burada $E = \frac{m_0\upsilon^2}{2}$, $E_x = \frac{m_0\upsilon_x^2}{2}$, $E_y = \frac{m_0\upsilon_y^2}{2}$, $E_z = \frac{m_0\upsilon_z^2}{2}$ -dir.

Paylanma funksiyasının təyinindən $f(\upsilon)d\upsilon = \frac{dN}{N}$ və ya $f(E)dE = \ = \frac{dN}{N}$ yazsaq və $\frac{dN}{N} = \frac{dE}{(E)_i}$ qəbul etsək $f(E)dE = \frac{dE}{(E)_i}$ kimi yazmaq olar. Bu ifadə üzərində bəzi əməliyyatlar aparıb *x*, *y*, *z* istiqamətləri üçün

$$f(E) = Ae^{-\frac{E}{kT}},\ f(E_x) = Be^{-\frac{E_x}{kT}},\ f(E_y) = Be^{-\frac{E_y}{kT}},\ f(E_z) = Be^{-\frac{E_z}{kT}}$$

alarıq. Burada *A*, *B* normalaşdırıcı vuruqdur. Bu düsturlarda kinetik enerjinin uyğun ifadələrini yazıb normalaşdırma şərtindən *A* və *B*-ni tapaq. *X* oxu üzrə paylanma funksiyası üçün normalaşma şərtini aşağıdakı kimi yazaq

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\upsilon_x)d\upsilon_x = \int_{-\infty}^{\infty} Be^{-\frac{m_0\upsilon_x^2}{2kT}}d\upsilon_x = B\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m_0\upsilon_x^2}{2kT}}d\upsilon_x = 1$$

Baxılan inteqral Puasson inteqralıdır. Bu ifadədən

downloaded from KitabYurdu.org

$$B = \frac{1}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m_0}{2kT}\upsilon^2} d\upsilon} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi 2kT}{m_0}}} = \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}}$$

alınar. Onda *X* oxu üzrə paylanma funksiyası

$$f(\upsilon_x) = \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}} e^{-\frac{m_0 \upsilon_x^2}{2kT}}$$

olar. Paylanma istiqamətdən asılı olmadığına görə (qaz izotropdur)

$$f(\upsilon_y) = \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}} e^{-\frac{m_0 \upsilon_y^2}{2kT}}, \quad f(\upsilon_z) = \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}} e^{-\frac{m_0 \upsilon_z^2}{2kT}}$$

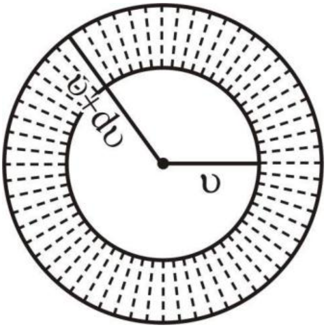
yazmaq olar. İstiqamətlər üzrə paylanma bir birindən asılı olmayan hadisələr olduğundan fəzada paylanma funksiyası istiqamətlər üzrə paylanma funksiyalarının hasilinə bərabər olacaqdır

$$f(\upsilon) = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_0}{2kT}(\upsilon_x^2+\upsilon_y^2+\upsilon_z^2)} = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_0 \upsilon^2}{2kT}}.$$

Buradan görünür ki, $A = B^3 = \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2}$ -dir.

Paylanma funksiyalarının ifadəsindən alınır ki, sürət sıfra bərabər olduqda funksiya maksimum qiymət alır. Lakin bu nəticə yuxarıdakı mülahizələrə uyğun gəlmir. Bu mülahizəyə görə molekulların əksər hissəsi ən ehtimallı sürətə yaxın sürətlərlə hərəkət etməlidir. Bu nəticə ondan irəli gəldi ki, sürətlər sahəsində hər bir sürətə uyğun nöqtələrin yerləşməsinə məhdudiyyət qoyulmadı. Sürətlər fəzasını kürə şəklində təsəvvür etsək sürəti υ ilə $\upsilon + d\upsilon$ arasında olan nöqtələrin həndəsi yeri $d\upsilon$ qalınlığına malik olan elementar kürə qatında olacaqdır (şəkil 15.1).

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 15.1

Belə paylanmanı xarakterizə edən funksiya $4\pi\upsilon^2$ -la mütənasib olacaqdır, yəni

$$W(\upsilon) = f(\upsilon)4\pi\upsilon^2 = 4\pi\left(\frac{m_o}{2\pi kT}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}} \cdot \upsilon^2$$

ifadəsi ilə təyin olunacaqdır.

Alınan ifadə göstərir ki, paylanma funksiyası sürət sıfra bərabər olduqda axırıncı vuruğun hesabına, sürət sonsuzluğa yaxınlaşdıqda isə eksponensial vuruğun hesabına sıfıra bərabər olur. Bu funksiyanı $dN = NW(\upsilon)d\upsilon$ düsturunda yerinə yazaraq (15.1) düsturunu almaq olar.

Bu funksiyanın maksimumunu təmin edən sürət ən ehtimallı sürət adlanır, υ_e ilə işarə olunur və ekstremallıq şərtindən tapılır:

$$\frac{d}{d\upsilon}\left[e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}} \cdot \upsilon^2\right] = 0$$

Buradan $\upsilon_e = \sqrt{\dfrac{2kT}{m_o}}$ alınır.

Paylanma funksiyasından istifadə edərək molekulların orta və kvadratik orta sürətini uyğun olaraq

$$\bar{\upsilon} = \int \upsilon W(\upsilon)d\upsilon \qquad \text{və} \qquad \overline{\upsilon^2} = \int \upsilon^2 W(\upsilon)d\upsilon$$

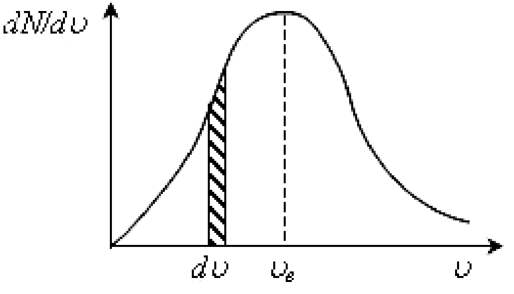
düsturlarından hesablamaq olar. Hesablama göstərir ki,

downloaded from KitabYurdu.org

$$\overline{\upsilon} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} \qquad \text{və} \qquad \overline{\upsilon^2} = \frac{3kT}{m_0}$$

olur. Axırıncı molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas düsturundan alınmış ifadə ilə üst üstə düşür.

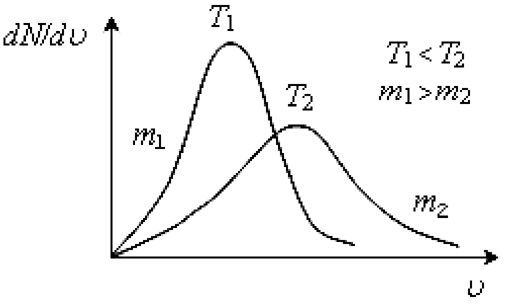
Şəkil 15.2-də Maksvell paylanmasının qrafiki göstərilmişdir. Cizgilənmiş sahə sürətləri υ ilə $\upsilon+d\upsilon$ intervalında olan molekulların sayını göstərir. Əyrinin absis oxu ilə əmələ gətirdiyi sahə isə ədədi qiymətcə molekulların tam sayına bərabər olur. Qrafikin maksimumu ən ehtimallı sürətə uyğun gəlir. Qrafikdən görünür ki, əksər molekullar ən ehtimallı sürət ətrafında olan sürətlərlə hərəkət edirlər.



Şəkil 15.2

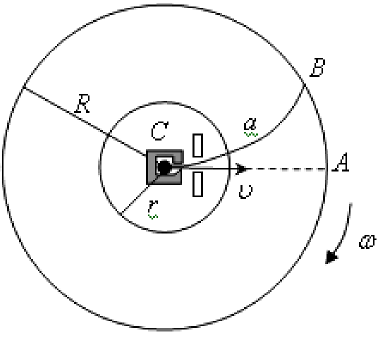
Temperatur artdıqca əyrinin maksimumu sağa sürüşür və əyri dartılmış şəkildə olur. Bu o deməkdir ki, temperatur artdıqca kiçik sürətlərlə hərəkət edən molekulların sayı azalır, böyük sürətlərə malik olan molekulların sayı isə artır (şəkil 15.3). Ancaq hər iki əyrinin əhatə etdiyi sahə eyni qalır. Kütlə azaldıqda da əyri sağa doğru sürüşür.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 15.3

2. Maksvell paylanmasının təcrübi yoxlanması. Ştern təcrübəsi. İlk dəfə təcrübi olaraq molekulların sürəti Ştern tərəfindən ölçülmüş və molekulların sürətlərə görə paylanması öyrənilmişdir. Təcrübə aparılan qurğu koaksial yerləşdirilmiş iki silindrdən və onların simmetriya oxu boyunca uzadılmış simdən ibarətdir. Sim çətin əriyən platindən hazırlanmış, üzərinə isə gümüş təbəqə çəkilmişdir. Daxili silindrin yan səthində onun oxuna paralel dar yarıq açılmışdır. Xarici silindr isə bütövdür. Bu qurğunun daxilindən hava çıxarılmışdır (şəkil 15.4).



Şəkil 15.4

Simdən elektrik cərəyanı keçdikdə o qızır və onun səthindən gümüş atomları buxarlanır. Bu atomlar bütün istiqamətlərdə

downloaded from KitabYurdu.org

xaotik hərəkət edirlər. Radial istiqamətdə *a* yarığına doğru hərəkət edən gümüş atomları yarıqdan keçərək böyük silindrin daxili səthinə düşürlər və *A* nöqtəsindən keçən gümüş zolaq əmələ gətirirlər. Silindrlərin radiusu *r* və *R* olarsa, yarıqdan υ sürəti ilə çıxan atomlar *(R-r)* məsafəsini

$$t = \frac{R-r}{\upsilon}$$

müddətinə gedirlər. Bu müddəti tapmaq üçün silindrləri onların simmetriya oxu ətrafında ω bucaq sürəti ilə fırladırlar. Onda gümüş atomları *B* nöqtəsindən keçən zolaq əmələ gətirirlər, çünki *a* yarığından çıxan atomlar xarici silindrin səthinə çatana qədər bu silindr $\overset{\cup}{AB} = \breve{S}$ qövsü qədər dönəcəkdir. $\breve{S} = \varphi(R-r) = \omega t(R-r)$ olduğundan

$$t = \frac{\breve{S}}{\omega(R-r)}$$

olur. Axırıncı düsturların bərabərliyindən gümüş atomlarının sürəti üçün

$$\upsilon = \frac{\omega(R-r)^2}{\breve{S}} \qquad (15.2)$$

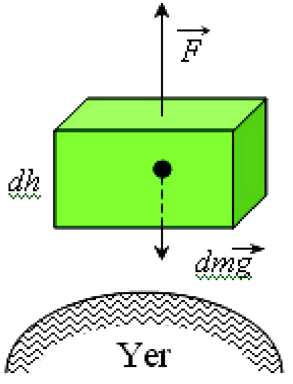
alınır. Ştern silindrlərin radiusunu, onların bucaq sürətini və qövs yerdəyişməsini ölçərək (15.2) düsturu ilə gümüş atomlarının sürətini tapmışdır. Zolağın eni göstərir ki, *a* yarığından müxtəlif sürətli atomlar çıxır. Bundan əlavə, zolağın orta hissəsində gümüşün miqdarı daha çox olur, kənarlara getdikcə azalır. Bu isə gümüş atomlarının sürətlərə görə paylanmasını göstərir. Bu məqsədlə aparılmış təcrübələr atom və molekulların sürətlərə görə Maksvell paylanmasının doğruluğunu təsdiq edir.

3. Barometrik düstur. Bolsman paylanması. Perren təcrübəsi. Qeyd edildi ki, termodinamik tarazlıq halında ideal qaz molekulları xaotik hərəkət edirlər və onlar verilmiş həcmi doldururlar. Həcmin bütün nöqtələrində qazın sıxlığı eyni olur (flüktuasiya – təsadüfi kənara çıxmalar nəzərə alınmır), lakin

downloaded from KitabYurdu.org

molekullar müxtəlif sürətlərlə hərəkət edirlər (Maksvell paylanması). Qaz qüvvə sahəsində olduqda onun sıxlığı (konsentrasiyası) dəyişir. Bu dəyişikliyi öyrənmək üçün Yerin cazibə sahəsində olan atmosferin halına baxaq. Yerin cazibə sahəsi olmasa idi, qaz kainata axıb gedərdi. Əgər xaotik istilik hərəkəti olmasa idi, atmosfer qazı Yerin səthinə çökərdi.

Tutaq ki, atmosfer və Yer qapalı sistemdir və onlar bir biri ilə qarşılıqlı təsirdədirlər. Atmosfer qatında tilinin uzunluğu (hündürlüyü) *dh* olan düzgün paralelepiped şəkilli elementar həcm götürək və onu sükunətdə qəbul edək. Bu həcmdə olan havanın kütləsi *dm* olarsa, ona Yer tərəfindən $dm\vec{g}$ qüvvəsi, atmosfer tərəfindən isə bu həcmi əhatə edən qazın $\vec{F}$ təzyiq qüvvəsi təsir edəcəkdir. Bu qüvvələr bir birinə bərabər olduqda götürülmüş həcm yerində qalacaqdır. Paralelepipedin kənar üzlərinə (yan üzlərinə) təsir edən təzyiq qüvvələrini eyni qəbul etmək olar. Onun alt və üst üzlərinə təsir edən təzyiqlər fərqi *(dP)* hesabına $\vec{F}$ qüvvəsi yaranır (şəkil 15.5).



Şəkil 15.5

Tarazlıq şərti

$$dm\vec{g} + \vec{F} = 0 \qquad (15.3)$$

downloaded from KitabYurdu.org

şəklində yazılır. Götürülmüş elementar həcmin hündürlüyü çox kiçik olduğundan bu həcmdə sıxlığı sabit qəbul etmək olar. Paralelepipedin oturacağının sahəsi S olarsa, $dm = \rho Sdh$ və $F = dPS$. Onda (15.3) şərtindən

$$dP = -\rho gdh$$

alarıq. Mendeleyev-Klapeyron düsturundan $\rho = \frac{PM}{RT}$ ifadəsini əvvəlki düsturda yerinə yazaq. Onda

$$dP = -\frac{PM}{RT}gdh \quad \text{və ya} \quad \frac{dP}{P} = -\frac{Mg}{RT}dh$$

olar. Bu ifadəni Yerin səthindən h hündürlüyünə qədər inteqrallasaq, alarıq

$$P = P_O e^{-\frac{Mg}{RT}h} \tag{15.4}$$

Burada P_0 – Yerin səthində atmosfer təzyiqidir. Bu düstur atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılılığını ifadə edir. Məlumdur ki, atmosfer təzyiqi barometrlə ölçülür. Ona görə də (15.4) düsturu və ondan tapılan

$$h = \frac{RT}{Mg}\ln\frac{P_0}{P} \tag{15.5}$$

ifadəsi **barometrik düstur** adlanır. Bu ifadədən görünür ki, Yer səthində və müəyyən hündürlükdə təzyiqi ölçməklə hündürlüyü tapmaq olar. Şkalası hündürlüyə görə dərcələnmiş barometr **altmetr** adlanır. Aviasiyada, alpinizmdə bu cihazdan istifadə edilir.

(15.4)-də $P = nkT$-ni nəzərə alsaq atmosfer qatında hava molekullarının konsentrasiyasının hündürlükdən asılılıq düsturunu alarıq

$$n = n_O e^{-\frac{Mg}{RT}h} \tag{15.6}$$

Burada n_0 – Yerin səthində havanın konsentrasiyasıdır. Bir daha qeyd etmək lazımdır ki, bu ifadənin çıxarılışında T=*const* qəbul edilir.

downloaded from KitabYurdu.org

Yerin cazibə qüvvəsi havanın temperaturunu dəyişdirmir, o yalnız molekulların hündürlüyə görə konsentrasiyasını dəyişdirir. Hava molekulları xaotik istilik hərəkəti edirlər. Onlara eyni zamanda ağırlıq qüvvəsi təsir edir. Ona görə də molekulların yuxarıya hərəkəti yavaşıyan, aşağıya hərəkəti isə yeyinləşən hərəkət olur. Yuxarı qalxan molekulun sürəti azaldığından o, yolunu davam etdirə bilməyərək geri qayıdacaqdır. Geri qayıtdıqda Yerin cazibə sahəsində sürətlənəcək və yenidən yuxarı qalxmağa çalışacaqdır. Beləliklə, «isti» molekulların arası «soyuq» molekullarla, «soyuq» molekulların arası «isti» molekullarla dolacaqdır, istilik balansı təmin olunacaq və yuxarı hissə ilə aşağı hissənin temperaturu eyni qalacaqdır.

Bolsman (15.6) düsturunda *Mgh* enerjisini sahənin potensial enerjisi ilə əvəz edərək onu ixtiyari potensial sahə üçün ümumiləşdirmişdir. Əgər (15.6)-də $\frac{M}{R}=\frac{m_o}{k}$ olduğunu nəzərə alsaq və $m_o gh = E_P$ yazsaq alarıq

$$n = n_o e^{-\frac{Ep}{kT}}. \tag{15.7}$$

Bu asılılıq ixtiyari potensial sahədə ideal qazın molekullarının paylanma qanununu ifadə edir və **Bolsmanın paylanma qanunu** adlanır.

Bolsman paylanmasını ifadə edən düsturun çıxarılışında xarici sahə potensial sahə kimi qəbul edilmişdir və qaz molekulları arasındakı toqquşmalar nəzərə alınmamışdır. Göstərmək olar ki, bu məhdudiyyətlər paylanmanın xarakterinə təsir etmir. Həmçinin isbat etmək olar ki, xarici sahənin qeyri bircins olması Bolsman paylanmasının xarakterini dəyişmir.

Molekulların bir birilə toqquşması qabın divarı ilə toqquşan molekulların sayını dəyişmir. Divara doğru gələn molekul yolda başqası ilə toqquşur, yolunu dəyişir. Onunla toqquşan molekul da yolunu dəyişir. Birinci molekul yolunu əks istiqamətdə

downloaded from KitabYurdu.org

dəyişirsə, onunla toqquşan molekul da əks tərəfə hərəkət edir və divara dəyir. Beləliklə, divarla toqquşan molekulların sayı dəyişmir və Bolsman paylanması yerində qalır.

(15.6) düsturunda $M=m_0N_A$ yazıb, alınan ifadədən N_A -nı tapaq:

$$N_A = \frac{RT}{m_o gh} \ln \frac{n_o}{n} \tag{15.8}$$

Bu düstur ilə Avoqadro ədədini hesablamaq olar.

Fransız alimi J.Perren təcrübi olaraq molekulların hündürlüyə görə paylanmasını öyrənmişdir. O, qummiqut qətranının çox xırda hissəciklərini qabda olan suya tökmüş və istilik tarazlığı alındıqdan sonra mikroskop altında müxtəlif hündürlüklərdə yerləşmiş qatların şəklini çəkərək bu qatlarda olan qummiqut zərrəciklərini saymışdır. Perren müəyyən etmişdir ki, qabın dibindən yuxarı qalxdıqca qatlarda zərrəciklərin sayı azalır və bu azalma aşağıdakı qanuna tabe olur:

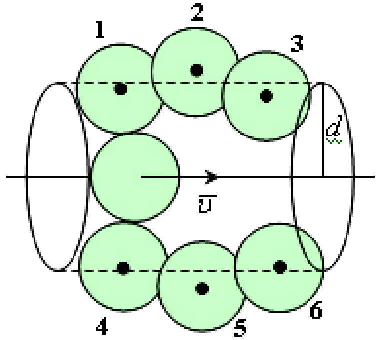
$$n = n_o e^{-\alpha h}$$

Bu ifadə (15.6) ilə tamamilə eynidir ($\alpha = \frac{Mg}{RT}$). Perren (15.8) düsturundan istifadə edrək Avoqadro ədədini də hesablamışdır. O, zərrəcikləri kürə formasında qəbul edib, onlara təsir edən Arximed qüvvəsini də nəzərə almışdır. Perrenin aldığı ədəd Avoqadro ədədinə yaxın olmuşdur.

4. Molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu. Molekullar arasında qarşılıqlı təsiri nəzərə almadıqda onların bir birilə toqquşmadıqlarını və ona görə də maddi nöqtə olduqlarını qəbul etmişdik. Ancaq Broun hərəkəti göstərir ki, molekullar bir birilə toqquşurlar və bunun nəticəsində hərəkət istiqamətlərini dəyişirlər. Belə hərəkət sonlu ölçülərə malik olan zərrəciklərə xasdır. Deməli, molekullar həqiqətdə ölçüyə malikdirlər. Ona görə də qazı diametri *d* olan eyni elastik kürəciklər toplusu kimi qəbul edək və vahid zamanda bir

downloaded from KitabYurdu.org

molekulun başqa molekullarla toqquşmalarının sayını tapaq. Sadəlik xatirinə baxdığımız molekulun orta ədədi sürətlə ($\overline{\upsilon}$) hərəkət etdiyini, qalan molekulların isə sükunətdə olduğunu qəbul edək. Qazın daxilində diametri *2d*-yə bərabər olan silindrik həcm ayıraq və fərz edək ki, molekulun mərkəzi silindrin simmetriya oxu boyunca hərəkət edir, ətrafdakı molekullar isə sükunətdədir. Toqquşma dedikdə kürəciklərin səthlərinin bir birinə toxunması başa düşülür. Onda qəbul edə bilərik ki, baxdığımız molekul mərkəzləri silindrin səthində və onun daxilində yerləşən molekullarla toqquşacaq (bu məsafə *d*-yə bərabər və ondan kiçik olur), mərkəzləri silindrin səthindən uzaqda olan molekullarla toqquşmayacaqdır. Şəkil 15.6-dan görünür ki, hərəkət edən kürəcik 1, 3, 4, 6 kürəcikləri ilə toqquşur, 2, 5 kürəcikləri ilə toqquşmur.



Şəkil 15.6

Silindrin uzunluğunu $\overline{\upsilon}\,t$, oturacağının sahəsini πd^2, onun vahid həcmində olan molekulların sayını *n* ilə göstərsək, bu silindrdə baxdığımız molekul $n \cdot \pi d^2 \cdot \overline{\upsilon}\,t$ sayda molekullarla toqquşacaqdır. Onda vahid zamanda toqquşmaların orta sayı

$$\bar{z} = n\pi d^2 \overline{\upsilon} \qquad (15.9)$$

olar. Real halda bütün molekullar hərəkət edir. Bu zaman (15.9) düsturunda molekulun orta ədədi sürəti əvəzinə onun nisbi orta ədədi sürətini götürmək lazımdır. Maksvell paylanmasına əsasən hesablanmış nisbi orta ədədi sürət orta

downloaded from KitabYurdu.org

ədədi sürətdən $\sqrt{2}$ dəfə böyük olur. Bunu (15.9) düsturunda nəzərə alsaq toqquşmaların orta sayını aşağıdakı kimi yazmaq lazımdır:

$$\bar{z} = \sqrt{2} n \pi d^2 \bar{\upsilon} \tag{15.10}$$

Molekulun iki toqquşma arasında getdiyi məsafə **sərbəst yolun uzunluğu** adlanır. Müxtəlif toqquşmalar arasındakı məsafə müxtəlif olduğundan onun orta qiymətindən istifadə edilir. Bu məsafənin orta qiyməti **sərtəst yolun orta uzunluğu** adlanır, $\bar{\lambda}$ ilə işarə olunur və vahid zamanda gedilən orta yolun vahid zamandakı toqquşmaların orta sayına nisbəti ilə tapılır:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{\upsilon}}{\bar{z}} \quad \text{və ya} \quad \bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi d^2} \tag{15.11}$$

Bu düsturdan $\bar{\lambda} n = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2}$ və ya verilmiş qaz üçün $\bar{\lambda}_1 P_1 = \bar{\lambda}_2 P_2 = const$ olduğu görünür, yəni **sərbəst yolun orta uzunluğu qazın təzyiqi ilə tərs mütənasibdir.** Sərbəst yolun orta uzunluğunu təyin etməklə (15.11) düsturuna əsasən molekulun diametrini hesablamaq olar.

5. İstilik tutumu. Sabit həcmdə və sabit təzyiqdə istilik tutumu. Cismə istilik verdikdə onun temperaturu artır. Verilən istilik miqdarı ilə əlaqədar cismin temperaturunun dəyişmə dərəcəsini müəyyən etmək üçün onun temperaturunu bir dərəcə artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarından istifadə olunur. Bu kəmiyyət istilik tutumu (C) adlanır. Cismə dQ qədər istilik miqdarı verdikdə onun temperaturu dT qədər dəyişərsə, tərifə görə

$$C = \frac{dQ}{dT} \tag{15.12}$$

İstilik tutumu, göründüyü kimi, maddənin növünü deyil, cismi xarakterizə edir. Maddənin növünü xarakterizə edən istilik parametri olaraq vahid kütləli, yaxud bir mol cismin temperaturunu bir dərəcə artırmaq üçün lazım olan istilik

downloaded from KitabYurdu.org

miqdarı ilə ölçülən kəmiyyət daxil etmək məqsədə uyğundur. Həmin kəmiyyətlər, uyğun olaraq xüsusi (c_x) və molyar (C_M) istilik tutumları adlanır:

$$C_X = \frac{dQ}{mdT}$$

(15.13)

$$C_M = \frac{dQ}{(\frac{m}{\mu})dT}$$

Burada, dQ - kütləsi m olan maddəni dT dərəcə qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı, μ molyar kütlədir. Göründüyü kimi, $C_M = \mu\ C_x$. Xüsusi və molyar istilik tutumlarının vahidləri, müvafiq olaraq, C/kq×K və C/mol×K olur.

Verilmiş kütləli cismi bir dərəcə qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı, yəni istilik tutumu, qızdırma prosesinin necə icra olunmasından asılıdır. Proses zamanı həcm sabit qaldıqda istilik tutumu C_V, təzyiq sabit qaldıqda isə C_p kimi işarə olunur. Sabit həcmdə cismə verilən istiliyin hamısı onun qızmasına sərf olunduğu halda, sabit təzyiqdə (qızdırılma zamanı təzyiqin sabit saxlanılması üçün cisim genişlənməlidir) cismə verilən istilik miqdarının bir hissəsi cismin genişlənməsi üçün görülən işə sərf olunur. Cismin sabit təzyiqdə (C_P) və sabit həcmdə (C_V) molyar istilik tutumları belə ifadə olunur:

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V, \quad C_P = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P.$$

İdeal qazın istilik tutumunu təyin etmək məqsədilə ideal qazın hal tənliyindən və termodinamikanın birinci prinsipindən istifadə edə bilərik. V=const olduqda $dA=0$ və $dQ_V=dU$, $p=const$ olduqda $dQ_P=dU+pdV=d(U+pV)$ olar. Onda

$$C_V = \left(\frac{dU}{dT}\right)_V, \quad C_P = \left(\frac{d(U+pV)}{dT}\right)_P = C_V + \left[p + \left(\frac{dU}{dV}\right)_T\right]\left(\frac{dV}{dT}\right)_p$$

downloaded from KitabYurdu.org

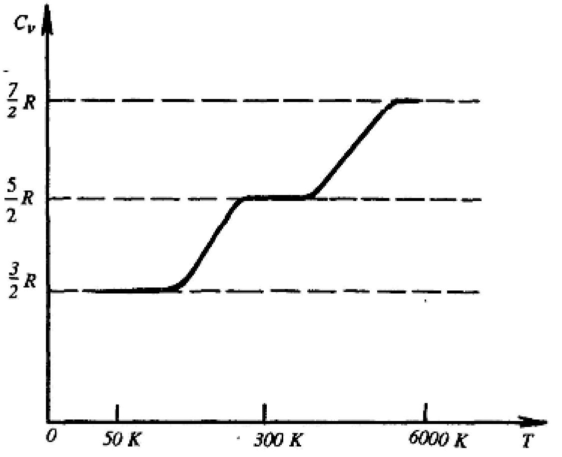
olacaqdır. Bir mol üçün ideal qazın hal tənliyi $pV=RT$ olduğundan $(\frac{dV}{dT})_P = \frac{R}{p}$ olur. Digər tərəfdən ideal qazın daxili enerjisi həcmdən asılı olmadığı üçün $(\frac{dU}{dV})_T = 0$. Onda $U = \frac{i}{2} RT$ olduğunu da nəzərə alsaq

$$C_V = \frac{i}{2} R \quad C_P = C_V + R = \frac{i+2}{2} R \tag{15.14}$$

Aldığımız $C_P=C_V+R$ ifadəsi **Mayer düsturu** adlanır. Bu ifadədən göründüyü kimi, sabit təzyiqdəki molyar istilik tutumu, sabit həcmdəki molyar istilik tutumundan universal qaz sabiti qədər böyükdür. Bir mol qazı, sabit təzyiqdə bir dərəcə qızdırmaq üçün xarici qüvvəyə qarşı görülən iş universal qaz sabitinə (R) bərabər olduğundan, bir mol qazı sabit təzyiqdə bir dərəcə qızdırmaq üçün tələb olunan istilik miqdarı, həmin qazı sabit həcmdə bir dərəcə qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarından R qədər böyük olur.

6. İstilik tutumunun klassik nəzəriyyəsinin çatışmazlıqları. (15.14) ifadələrindən göründüyü kimi qazın sabit həcm və sabit təzyiqdə molyar istilik tutumları yalnız onun sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılı olub, temperaturdan asılı deyildir. Həqiqətdə isə bu ifadələr geniş temperatur intervalında yalnız biratomlu qazlar üçün ödənir. İkiatomlu qazların sərbəstlik dərəcələrinin sayı temperaturdan asılı olur. Hidrogen qazının molyar istilik tutumunun təyin etmək üçün aparılan nəticələrdən aydın olur ki, C_V temperaturdan asılıdır (şəkil 15.7). Şəkildən göründüyü kimi, aşağı temperaturlarda (~50 K) $C_V = \frac{3}{2} R$, otaq temperaturunda $C_V = \frac{5}{2} R$, çox yüksək temperaturlarda $C_V = \frac{7}{2} R$ olur. Bu uyğunsuzluq klassik fizika çərçivəsində aradan qaldırıla bilmir.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 15.7. Molekulyar hidrogen qazının molyar istilik tutumunun temperaturdan asılılığı

Nəzəriyyə ilə təcrübə arasındakı bu uyğunsuzluğu bütün təfsilatı ilə kvant fizikası izah edə bilir. Aşağı temperaturlarda molekullar əsasən irəliləmə hərəkətində olur, otaq temperaturunda bu hərəkətə fırlanma hərəkəti, yüksək temperaturlarda isə bu iki hərəkətə rəqsi hərəkət də əlavə olunur. Həmçinin nəzərə almaq lazımdır ki, bu hərəkətlərin enerjiləri kvantlanır.

downloaded from KitabYurdu.org

III FƏSİL

MÜHAZIRƏ 16

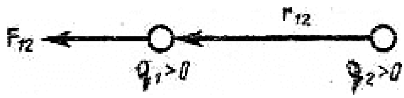
Elektrostatika

1. Kulon qanunu. Elektrik yükləri şərti olaraq iki növə bölünür: müsbət və mənfi. Eyni adlı yüklər bir birini dəf, müxtəlif adlı yüklər isə bir birini cəzb edir.

R.Milliken və A.F.İoffe təcrübi yolla isbat etdilər ki, elektrik yükü diskretdir. Elektron ($e=l,6\cdot10^{-19}$ Kl) elementar mənfi yükün, proton isə elementar müsbət yükün daşıyıcısıdır. İngilis fiziki M. Faradey təcrübi faktları ümumiləşdirərək, elektrik yüklərinin saxlanması qanununu kəşf etmişdir: **qapalı sistemdə gedən proseslərdən asılı olmayaraq bu sistemdəki elektrik yüklərinin cəbri cəmi sabit qalır.** Elektrik yükü hesablama sistemindən və yükün hərəkətdə və ya sükunətdə olmasından asılı olmayan kəmiyyətdir.

Elektrodinamikanın nisbi sükunətdə olan elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsiri öyrənən bölməsinə **elektrostatika** deyilir. Elektrostatikanın əsasını Kulon qanunu təşkil edir. Ş.Kulon 1785-ci ildə burulma tərəzisinin köməyi ilə vakuumda yerləşmiş nöqtəvi elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsini təyin etmişdir (nöqtəvi yüklər dedikdə ölçüləri aralarındakı məsafəyə nisbətən nəzərə alınmayan elektriklənmiş cisimlərin elektrik yükü başa düşülür).**Vakuumda yerləşmiş iki nöqtəvi elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin ədədi qiymətlərinin hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olub, bu yükləri birləşdirən düz xətt boyunca yönəlir** (şəkil 16.1).

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 16.1

Elektrik yükü q hərfi ilə işarə olunur. Onda Kulon qanunu aşağıdakı kimi yazılar:

$$\vec{F}_{12} = k\frac{q_1 q_2}{r^3}\cdot\vec{r}_{12} \tag{16.1}$$

Burada $r = |\vec{r}_{12}|$. Əgər qarşılıqlı təsirdə olan yüklər bircins və izotrop mühitdədirsə Kulon qanunu aşağıdakı kimi yazılar:

$$|\vec{F}| = k\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \tag{16.2}$$

burada ε -mühitin dielektrik nufuzluğu adlanır. $\varepsilon = \frac{F_0}{F}$ - mühitdə yüklərin qarşılıqlı təsir qüvvəsinin vakuumdakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən neçə dəfə az olduğunu göstərir. (16.2) ifadəsində k mütənasiblik əmsalıdır. BS-də $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$.

Onda Kulon qanunu aşağıdakı kimi yazılar:

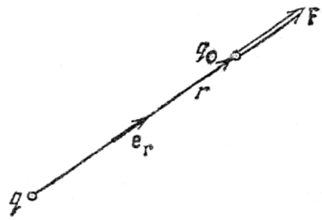
$$|\vec{F}| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \tag{16.3}$$

ε_0 =8,85·10^{-12} F/m- elektrik sabitidir. BS-də elektrik yükünün vahidi 1Kl (Kulon)-dur. 1Kl - lA şiddətində sabit cərəyan axan naqlin en kəsiyindən 1san-də keçən elektrik yükünün miqdarına bərabərdir.

2. Elektrik sahəsinin intensivliyi. Superpozisiya prinsipi. Əgər nisbi sükunətdə olan elektrik yükünün olduğu fəzaya başqa bir elektrik yükü daxil etsək, ona Kulon qüvvəsi təsir edəcəkdir. Bu onu göstərir ki, elektrik yükünü əhatə edən fəzada qüvvə sahəsi vardır. Elektrostatik sahə adlanan bu sahə materiyanın xüsusi növüdür.

downloaded from KitabYurdu.org

Elektrostatik sahəni tədqiq etmək üçün sahəyə nöqtəvi yüklər yerləşdirib onlara təsir edən qüvvəni təyin etmək lazımdır. Sahəyə gətirilən yüklər sahəni əmələ gətirən yüklərin nə qiymətini nə də vəziyyətini dəyişməməlidir. Belə yüklərə **sınaq yükləri** deyilir. Bu halda q_0 yükünə sahə tərəfindən F qüvvəsi təsir edəçək (şəkil 16.2).



Şəkil 16.2

Kulon qanununa görə bu qüvvə sınaq yükünün miqdarı q_0 ilə mütənasib olaçaqdır. Lakin $\frac{F}{q_0}$ - nisbəti sınaq yükündən asılı olmayıb, sınaq yükünün yerləşdiyi nöqtədə elektrik sahəsini xarakterizə edir. Bu kəmiyyət elektrostatik sahənin qüvvə xarakteristikası olub, elektrostatik **sahənin intensivliyi** adlanır və $\vec{E}$ hərfi ilə işarə olunur:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \tag{16.4}$$

Sahənin verilən nöqtəsində elektrostatik sahənin intensivliyi ədədi qiymətcə həmin nöqtədə yerləşdirilmiş vahid müsbət yükə təsir edən qüvvəyə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir. E vektorunun istiqaməti müsbət yükə təsir edən qüvvə istiqamətindədir. (16.4)-ə əsasən BS-də intensivlik 1N/Kl və ya V/m-lə ölçülür. (16.1) və (16.4) düsturlarına əsasən nöqtəvi yükün yaratdığı elektrostatik sahənin intensivliyi aşağıdakı kimi təyin olunur (ε= 1 olduqda)

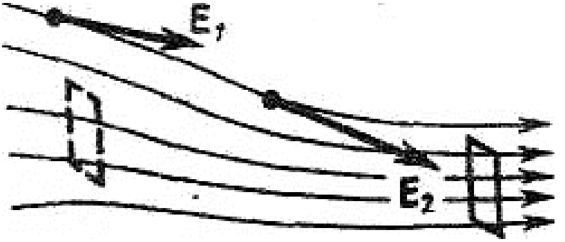
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^3} \cdot \vec{r} \tag{16.5}$$

downloaded from KitabYurdu.org

(16.5) ifadəsinin modulu isə

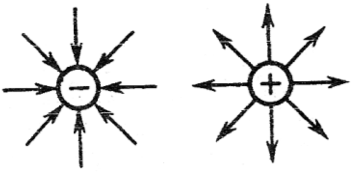
$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (16.6)$$

olar. Əgər sahə müsbət nöqtəvi yük tərəfindən yaradılmışdırsa, E vektoru sahənin bütün nöqtələrində yükdən radial istiqamətdə, mənfi yük tərəfindən yaradılmışdırsa, yükə doğru radial istiqamətdə yönəlir. Qrafiki olaraq, elektrostatik sahəni intensivlik xətləri (qüvvə xətləri) vasitəsilə göstərmək olar. Elektrostatik sahənin qüvvə xətti elə xəttə deyilir ki, bu xəttin ixtiyari nöqtəsinə çəkilən toxunan həmin nöqtədə sahənin intensivlik vektoru istiqamətində olsun (şəkil 16.3). Fəzanın verilən nöqtəsində intensivlik vektorunun yalnız bir istiqaməti olduğuna görə intensivlik xətləri heç vaxt kəsişmirlər.



Şəkil 16.3

Bircinsli sahədə intensivlik xətləri intensivlik vektoruna paraleldirlər. Nöqtəvi yükün yaratdığı sahə qrafiki olaraq 16.4-cü şəkildə göstərilmişdir.



Şəkil 16.4

downloaded from KitabYurdu.org

Fərz edək ki, elektrostatik sahə q_1, q_2, ..., q_n nöqtəvi yüklər sistemi tərəfindən yaradılmışdır. Bu sahəyə q_0 sınaq yükünü gətirdikdə (16.4) düsturuna əsasən ona hər bir yük tərəfindən qüvvə təsir edəcəkdir:

$$\vec{F}_1 = q_0\vec{E}_1,\ \vec{F}_2 = q_0\vec{E}_2,\ ...,\ \vec{F}_n = q_0\vec{E}_n \qquad (16.7)$$

Burada $\vec{E}_1, \vec{E}_2, ..., \vec{E}_n$ $q_1, q_2, ..., q_n$ nöqtəvi yüklərinin ayrı ayrılıqda yaratdıqları elektrostatik sahələrin intensivlikləridir. Sınaq yükünə təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisi $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i$ olduğundan, alarıq;

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + ... + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^{n}\vec{E}_i \qquad (16.8)$$

(16.8) ifadəsi elektrostatik sahələrin superpozisiya (toplanma) prinsipini ifadə edir: **yüklər sisteminin müəyyən nöqtədə yaratdığı sahənin intensivlik vektoru ayrı ayrı yüklərin həmin nöqtədə yaratdığı sahələrin intensivliklərinin vektori cəminə bərabərdir.**

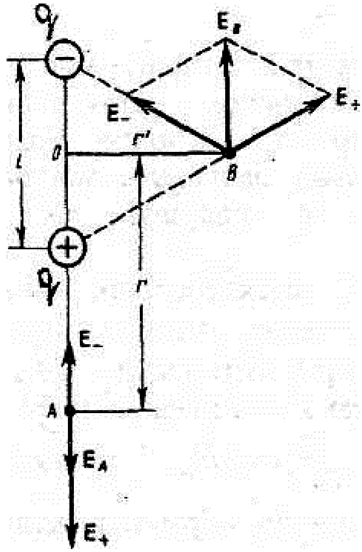
3. Elektrik dipolu. Aralarındakı l məsafəsi sahənin intensivliyi təyin edilən nöqtəyə qədərki məsafədən çox çox kiçik olan, qiymətcə bərabər, əks işarəli iki nöqtəvi yüklər sisteminə **dipol** deyilir. l dipolun qolu adlanır.

$$P = ql \qquad (16.9)$$

hasilinə **dipol momenti** deyilir. Nöqtəvi yüklərdən keçən xəttə dipolun oxu deyilir. Dipol oxu üzərində elektrostatik sahənin intensivliyini təyin edək. Bunun üçün ixtiyari A nöqtəsi seçək (şəkil 16.5).

16.5-ci şəkildən göründüyü kimi A nöqtəsində dipol sahəsinin intensivliyi dipolun oxu boyunca yönəlir və $\left|\vec{E}\right|_A = \left|\vec{E}_+\right| + \left|\vec{E}_-\right|$ bərabərdir.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 16.5

A nöqtəsindən dipolun oxunun ortasına qədər olan məsafəni r ilə işarə edək. (16.6) düsturuna əsasən:

$$\left|\vec{E}_A\right| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{q}{\left(r-\frac{l}{2}\right)^2} - \frac{q}{\left(r+\frac{l}{2}\right)^2}\right]$$

$\frac{l}{2} \prec\prec r$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\left|\vec{E}_A\right| \approx \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{2ql}{r^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{2p}{r^3} \qquad (16.10)$$

Göstərmək olar ki, dipolun oxunun ortasından qaldırılmış perpendikulyarın üzərindəki B nöqtəsində dipolun sahə intensiviliyi isə aşağıdakı kimi təyin edilir (şəkil 16.5)

$$\left|\vec{E}_B\right| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{ql}{(r')^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{p}{(r')^3} \qquad (16.\ 11)$$

$r=r^{\prime}$ olarsa, (16.10) və (16.11) düsturlarının müqayisəsindən görünür ki, dipolun oxunda yerləşmiş nöqtədə sahənin

downloaded from KitabYurdu.org

intensivliyi dipolun oxuna perpendikulyar xətt üzərində yerləşdirilmiş nöqtədəki sahə intensivliyinə nisbətən iki dəfə çoxdur.

4. Elektrostatik sahənin seli və sirkulyasiyası. Elektrik sahəsinin xarakteristikası olan intensivliklə onun mənbəyi olan yük arasındakı əlaqə intensivliyin təyini formasında müəyyən edilmişdir. Lakin, onlar arasında simmetrik məsələlərin həlli zamanı əhəmiyyətli dərəcədə yararlı olan daha bir əlaqə var (Qauss teoremi). Qeyd edək ki, bu teorem Maksvell tənlikləri sisteminə postulat kimi daxildir.

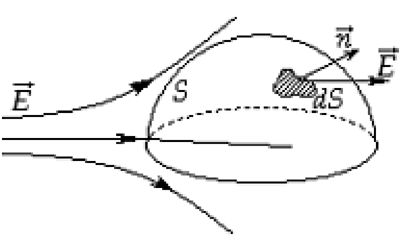
Fizikada tez-tez nəzəriyyəsi riyaziyyatda kifayət qədər ətraflı öyrənilmiş **vektor sahəsini** (mayelərin sürət sahəsi, elektromaqnit sahəsi) öyrənmək lazım gəlir.

Əgər fəzanın hər bir nöqtəsi üç ədədə uyğun, yəni vektor kimi verilmişsə sahə **vektor sahəsi** adlanır.

Vektor sahəsi skalyar sahədən daha mürəkkəbdir. Sahə vektorunu qüvvə xətlərinin kömyi ilə təsvir etmək olar.

Vektor sahəsinin inteqral xarakteristikası hər hansı səthdən keçən sahə vektorunun **selidir**. Vektor sahəsinin differensial və ya lokal xarakteristikası **divergensiyadır.** Bu terminologiya hidrodinamikadan gəlmişdir.

5. Sel anlayışı. Fərz edək ki, hər hansı $\vec{E}$ vektor sahəsi və S səthi verilmişdir. Bu səthdə kiçik dS sahəsi seçək və bu nöqtədə normalı ($\vec{n}$) göstərək (şəkil 16.6).



Şəkil 16.6

downloaded from KitabYurdu.org

$$\Phi = \int_S (\vec{E}, \vec{n}) dS \qquad (16.12)$$

şəkilində səth inteqralı $\vec{E}$ vektorunun ixtiyari səthin S sahəsindən keçən Φ seli adlanır. $d\vec{S} = \vec{n}S$ olduğunu nəzərə alsaq (16.12)-ni $\Phi = \int_S \vec{E}d\vec{S}$ kimi də yaza bilərik.

Əgər səth qapalıdırsa onda qapalı səthdən keçən sel

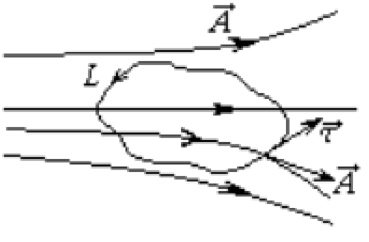
$$\Phi = \oint_S \vec{E}d\vec{S} \qquad (16.13)$$

Burada, $\oint$ -qapalı səth üzrə inteqraldır. Sel vektor sahəsinin həcmi və ya inteqral xarakteristikasıdır.

6. Sirkulyasiya anlayışı. Fərz edək ki, fəzanın hər hansı nöqtəsində $\vec{A}$ vektor sahəsi mövcuddur. Ixtiyari qapalı L konturu boyunca aşağıdakı şəkildə əyrixətli inteqral $\vec{A}$ vektorunun **sirkulyasiyası** adlanır:

$$\Gamma = \oint_L (\vec{A}, \vec{\tau}) dl \qquad (16.14)$$

Burada $\vec{\tau}$ -verilmiş nöqtədə kontura toxunan vahid vektor olub, konturun müsbət dolanma istiqamətində yönəlmişdir (şəkil 16.7).



Şəkil 16.7

Konturun müsbət dolanma istiqaməti olaraq elə istiqamət götürülür ki, dolanma zamanı konturun əhatə etdiyi oblast həmişə solda qalsın.

Qısaca olaraq qeyd edək ki, əyrixətli inteqralı qurmaq üçün konturda nöqtəni seçmək, orada $\vec{A}$ vektorunu və $\vec{\tau}$ toxunan

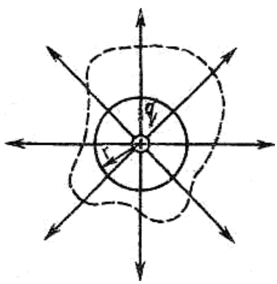
downloaded from KitabYurdu.org

vektorunu göstərmək, $(\vec{A}\vec{\tau})$ skalyar hasilini hesablamaq, konturu kiçik elementlərə bölmək, elementlərin uzunluğunu Δl ilə işarə etmək, $(\vec{A}\vec{\tau})\Delta l$ hasilini hesablamaq; bunu konturun bütün elementləri üçün yerinə yetirmək; nəticələrin cəmlənməsini həyata keçirmək, Δl kontur elementinin uzunluğunu sıfra yaxınlaşdıraraq cəmləmədən inteqrallamaya keçmək.

Sirkulyasiya da sel kimi vektor sahəsi xassəsinin daha bir xarakteristikasıdır. Sirkulyasiya vektor sahəsinin burulğanlıq dərəcəsini xarakterizə edir. Məsələn, maye axını zamanı sürət sahəsinin sirkulyasiyasını ölçmək üçün kiçik turbini götürmək olar, əgər turbin fırlanırsa sirkulyasiya sıfırdan fərqlidir.

Sirkulyasiya sahənin inteqral xarakteristikasıdır.

7. Müsbət nöqtəvi q yükünün qapalı səthdə yaratdığı intensivlik selini təyin edək. Bunun üçün q yükünü mərkəz qəbul etməklə onun ətrafında r radiuslu sfera çəkək (şəkil 16.8).



Şəkil 16.8

q yükünün bu qapalı səthdə yaratdığı intensivlik seli $\Phi_E = \oint EdS\cos\alpha = \oint E_n dS = ES$ olar. q nöqtəvi yük olduğu üçün

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2} \qquad (16.15)$$

Sferanın səthinin sahəsi isə $S=4\pi r^2$ bərabərdir. Bu qiymətləri yerinə yazsaq,

downloaded from KitabYurdu.org

$$\Phi_E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \qquad (16.16)$$

alarıq. Əgər elektrik sahəsi yüklər sistemi tərəfindən yaradılmışdırsa, belə sahənin intensivliyi superpozisiya prinsipinə əsasən təyin oluna bilər, yəni $\left|\vec{E}\right| = \sum_{i=1}^{n}\left|\vec{E}_i\right|$. Onda belə yüklər sisteminin qapalı səthdə yaratdığı intensivlik seli (16.15) düsturuna əsasən təyin oluna bilər.

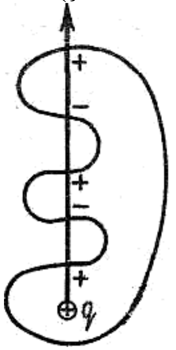
$$\Phi_E = \oint_S EdS = \oint_S \left(\sum_{i=1}^{n} E_i\right) dS = \sum_{i=1}^{n} \oint_S E_i dS \qquad (16.17)$$

(16.16) ifadəsinə əsasən (16.17)-dəki inteqrallardan hər biri $\frac{q}{\varepsilon_0}$ bərabərdir. Bu halda

$$\Phi_E = \sum_{i=1}^{n} \oint_S E_i dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (16.18)$$

(16.18) vakuumda elektrostatik sahə üçün Ostroqradski Qaus teoreminin riyazi ifadəsidir. **İxtiyari qapalı səthdən keçən intensivlik seli bu səthin daxilində yerləşmiş yüklərin çəbri çəminin ε_0 nisbətinə bərabərdir.**

Əgər ixtiyari formalı qapalı səth, yükü əhatə edirsə, intensivlik xətti səth ilə kəsişdikdə ya ona daxil olur, ya da ondan çıxır (şəkil 16.9).



Şəkil 16.9

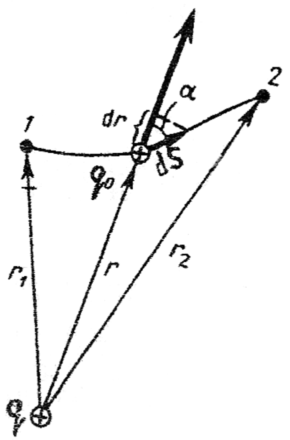
İntensivlik xətti səthdən çıxırsa, intensivlik seli müsbət, səthə daxil olursa, mənfi hesab olunur. Əgər qapalı səth yükü əhatə etmirsə, yəni qapalı səth daxilində elektrik yüklərinin cəmi $\sum_i q_i = 0$

downloaded from KitabYurdu.org

olarsa, onda qapalı səthdən keçən intensivlik seli sıfra bərabər olur.

Fərz edək ki, elektrostatik sahə müsbət q nöqtəvi yükü tərəfindən yaradılmış və q_0 sınaq yükü bu sahədə 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə yerini dəyişir (şəkil 16.10). q_0 yükünün F qüvvəsinin təsiri altında dS yerdəyişməsi zamanı görülən iş dA=FdScosα. Burada α-F qüvvəsinin istiqaməti ilə dS yerdəyişmə istiqaməti arasındakı bucaqdır. Şəkildən görünür ki, dS cosα=dr. Onda

$$dA = \left|\vec{F}\right| dr \qquad (16.19)$$



Şəkil 16.10

olar. Kulon qanununa görə

$$\left|\vec{F}\right| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2}$$

Onda

$$dA = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} dr \qquad (16.20)$$

q_0 yükünün 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə yerdəyişməsi zamanı görülən tam işi hesablamaq üçün (16.20) ifadəsini inteqrallamaq lazımdır:

downloaded from KitabYurdu.org

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} dr = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

Deməli

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r_2} \qquad (16.21)$$

Doğrudan da (16.21) ifadəsindən görünür ki, elektrostatik sahədə yükün bir nöqtədən digər nöqtəyə yerdəyişməsi zamanı görülən iş yolun formasından asılı deyildir. Bu o deməkdir ki, elektrostatik sahə potensiallı sahədir və elektrostatik sahə qüvvələri konservativ qüvvələrdir. (16.21) düsturundan görünür ki, elektrik yükünün xarici elektrostatik sahədə qapalı kontur boyunca yerdəyişməsi zamanı görülən iş sıfra bərabərdir, yəni

$$\oint_L dA = 0 \qquad (16.22)$$

Əgər elektrostatik sahədə hərəkət edən yük vahid müsbət nöqtəvi yükdürsə, onda sahə qüvvələrinin *dl* yolunda gördüyü iş $dA = Edl = E_l\, dl$ olar, burada $E_l = E\cos\alpha$, Onda (16.22) düsturunu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\oint_L \vec{E}d\vec{l} = \oint_L E_l dl = 0 \qquad (16.23)$$

Deməli, elektrostatik sahənin intensivlik vektorunun ixtiyari qapalı kontur boyunça sirkulyasiyası sıfra bərabərdir. (16.23) düsturundan aydın olur ki, elektrostatik sahənin qüvvə xətləri qapalı ola bilməz. Bu düstur hərəkət edən yüklərin yaratdığı sahə üçün deyil, yalnız elektrostatik sahə üçün ödənilir.

8. Elektrostatik sahənin potensialı və onun intensivliklə əlaqəsi. Elektrostatik sahə potensiallı sahə olduğundan, elektrostatik sahədə olan yükün yaratdığı sahənin potensial enerjisi olmalıdır. Potensiallı sahədə görülən iş əks işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabərdir. Yükün potensial enerjisini W_p ilə işarə etsək, yaza bilərik:

downloaded from KitabYurdu.org

$$A_{12} = W_{P_1} - W_{P_2} \qquad (16.24)$$

(16.24)-ü (16.21) ilə müqayisə etsək, yükün potensial enerjisi üçün

$$W_P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r} \qquad (16.25)$$

alırıq. (16.25) düsturundan görünür ki, sınaq yükünün potensial enerjisi yalnız onun qiymətindən deyil, həm də sahəni müəyyən edən q və r kəmiyyətlərindən asılıdır. Bu isə o deməkdir ki, sahəni bir mənalı xarakterizə etmək üçün bu enerjidən istifadə etmək olmaz. Sahənin eyni bir nöqtəsində q_{01}, q_{02} və s. sınaq yüklərinin potensial enerjiləri W'_P, W''_P və s. müxtəlif olar. Lakin $\frac{W_P}{q_0}$ nisbəti bütün yüklər üçün eyni olacaqdır.

$$\varphi = \frac{W_P}{q_0} \qquad (16.26)$$

kəmiyyəti verilən nöqtədə sahənin **potensialı** adlanır. (16.25)-i (16.26)-da nəzərə alsaq, nöqtəvi yük üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \qquad (16.27)$$

(16.27) ifadəsini (16.21)-də nəzərə alsaq,

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (16.28)$$

olar. Buradan

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q_0} \qquad (16.29)$$

olar. $\varphi_1 - \varphi_2$ potensiallar fərqi adlanır. Potensiallar fərqi, vahid müsbət yükün sahənin bir nöqtəsindən digər nöqtəsinə yerdəyişməsi zamanı görülən işə bərabərdir. Sonsuzluqda sahənin potensialı sıfra bərabər olduğuna görə (16.29) düsturuna əsasən:

downloaded from KitabYurdu.org

$$\varphi = \frac{A_\infty}{q_0} \qquad (16.30)$$

Buradan alınır ki, elektrostatik sahənin potensialı ədədi qiymətcə vahid müsbət yükü sahənin verilən nöqtəsindən sonsuzluğa apardıqda sahə qüvvələrinin gördüyü işə bərabərdir. Bu isə o deməkdir ki, potensial elektrostatik sahəni enerji nöqteyi nəzərindən xarakterizə edir və skalyar kəmiyyətdir. (16.30) düsturundan istifadə edərək, potensialın vahidini təyin etmək olar. BS-də potensialın vahvdi Volt (V)-dur. lV elə nöqtənin potensialına bərabərdir ki, 1 Kulon yükü sonsuzluqdan həmin nöqtəyə gətirmək üçün 1 Coul iş görülmüş olsun, yəni 1V=1C/Kl. Beləliklə, intensivlik elektrostatik sahənin qüvvə, potensial isə enerji xarakteristikasıdır. Ona görə də bu kəmiyyətlər arasında müəyyən əlaqə olmalıdır. Məlum olduğu kimi, yükün elektrostatik sahədə yerdəyişməsi zamanı görülən iş aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$dA = qE_l dl \qquad (16.31)$$

Digər tərəfdən

$$dA = -qd\varphi \qquad (16.32)$$

(16.31) və (16.32) ifadələrinin müqayisəsindən alarıq:

$$qE_l dl = -qd\varphi \quad \text{və ya} \quad E_l = -\frac{d\varphi}{dl} \qquad (16.33)$$

(16.33) ifadəsi ixtiyari istiqamət üçün yazıldığından aşağıdakıları yazmaq olar:

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \; E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \; E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

Onda

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{e}_x + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{e}_y + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{e}_z\right) = -grad\varphi \qquad (16.34)$$

Deməli, intensivlik əks işarə ilə potensialın qradiyentinə bərabərdir. Mənfi işarəsi onu göstərir ki, elektrostatik sahənin intensivlik vektoru potensialın azaldığı istiqamətdə

downloaded from KitabYurdu.org

yönəlmişdir. (16.34) düsturu φ -nin məlum qiymətlərinə əsasən sahənin hər bir nöqtəsində intensivliyi təyin etməyə imkan verir. Lakin, $|\vec{E}|$-nin verilmiş qiymətinə əsasən sahənin ixtiyari iki nöqtəsi arasındakı potensiallar fərqini də təyin etmək olar. Bunun üçün (16.31) düsturundan istifadə edək. Yükün sahənin 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə yerdəyişməsi zamanı görülən iş

$$A_{12} = \int_1^2 qE_l dl$$

olar. Digər tərəfdən həmin iş $A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2)$. Bu iki ifadənin müqayisəsindən alarıq:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_l dl \qquad (16.35)$$

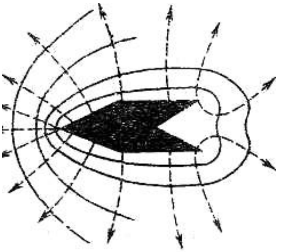
Elektrostatik sahə bircinsli olduqda

$$E_l = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l} \qquad (16.36)$$

Bütün nöqtələrində potensialı bərabər olan səth, ekvipotensial səth adlanır. Ekvipotensial səthin tənliyi aşağıdakı kimidir:

$$\varphi(x,\ y,\ z) = const \qquad (16.37)$$

İntensivlik vektoru həmişə ekvipotensial səthə perpendikulyar olur (şəkil 16.11). 16.11-ci şəkildə intensivlik xətləri qırıq xətlərlə, ekvipotensial səthlər isə bütöv xətlərlə göstərilmişdir. Ekvipotensial səth $(d\varphi = 0)$ boyunca yükün yerdəyişməsi zamanı görülən iş sıfra bərabərdir.



Şəkil 16.11

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 17
Kondensatorlar. Elektrostatik sahə enerjisinin sıxlığı

1. İdeal naqil elektrostatik sahədə. Naqillərdəki yükdaşıyıcılara çox kiçik bir qüvvə ilə təsir etdikdə onlar istiqamətlənmiş hərəkətə gəlirlər. Buna görə də, elektrik yüklərinin naqillərdə tarazlıqda olması üçün aşağıdakı şərtlər ödənilməlidir:

1. Naqil daxilində elektrik sahəsinin intensivliyi sıfra bərabər olmalıdır;

$$E = 0 \qquad (17.1)$$

Deməli, $\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{e}_x + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{e}_y + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{e}_z\right) = -grad\varphi$ düsturuna əsasən naqlin daxilində potensial sabit olmalıdır (φ =const).

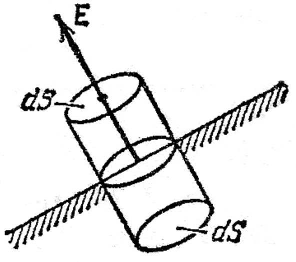
2. Naqilin səthində sahənin intensivliyi naqilin səthinə perpendikulyar olmalıdır;

$$E=E_n \qquad (17.2)$$

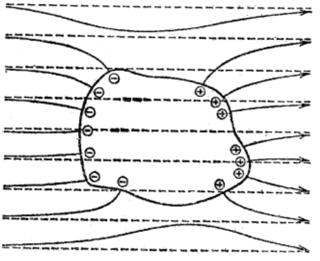
Deməli, yüklər tarazlıqda olduqda naqilin səthi ekvipotensial səth olmalıdır. Naqilin səthinə çəkilmiş normalların əmələ gətirdiyi silindri nəzərdən keçirək. Silindrin oturacaqlarından biri (ds) naqilin daxilində, o biri xaricində yerləşmişdir (şəkil 17.1). Naqilin daxilində sahənin intensivliyi sıfra bərabər olduğundan naqilin xaricində intensivlik $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$ olar. Burada ε-naqili əhatə edən mühitin dielektrik nüfuzluğudur. Yüklənməmiş naqili elektrik sahəsinə daxil etdikdə müsbət yüklər sahə istiqamətində, mənfi yüklər sahənin əks istiqamətində hərəkətə gəlir. Naqilin uclarında əks işarəli yüklər yaranır. Bu yüklər induksiyalanmış yüklər adlanır (şəkil 17.2-də xarici sahənin intensivlik xətləri qırıq xətlərlə göstərilmişdir).

downloaded from KitabYurdu.org

Bu yüklərin yaratdığı sahə xarici sahənin əks istiqamətində yönəlmişdir. Elektrik yüklərinin yerdəyişməsi (17.1) və (17.2) şərtləri ödənilənə qədər davam etməlidir.



Şəkil 17.1



Şəkil 17.2

Beləliklə, elektrik sahəsinə daxil edilmiş naqil daxilində xarici intensivlik xətləri qırılır. Onlar mənfi yüklərdə qurtarır və müsbət yüklərdə yenidən başlayırlar. Deməli, induksiyalanmış yüklər naqilin səthində paylanırlar. Elektrik yüklərinin naqilin səthində paylanmasını izah etmək üçün yüklərin səthi sıxlığı anlayışından istifadə olunur. Fərz edək ki, hər hansı ΔS səthində Δq yükü vardır. Vahid səthdə paylanmış yükün miqdarı yüklərin səthi sıxlığı adlanır və σ ilə işarə olunur:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}$$

2. Naqillərin tutumu və qarşılıqlı tutum əmsalları. Məlum olduğu kimi, təklənmiş naqilə verilən q yükü naqildə elə yerləşməyə çalışır ki, naqilin daxilindəki sahənin intensivliyi sıfra bərabər olsun. Əgər həmin naqilə əlavə olaraq, yenə yük versək, bu yük də naqildə əvvəlki yük kimi paylanar. Deməli, təklənmiş naqilin potensialı onun yükü ilə mütənasibdir:

$$q = C\varphi \qquad (17.3)$$

downloaded from KitabYurdu.org

burada C-naqilin elektrik tutumu və ya sadəcə olaraq tutum adlanır (17.3)-dən

$$C = \frac{q}{\varphi} \tag{17.4}$$

Deməli, naqilin tutumu ədədi qiymətcə naqilin potensialını vahid qədər artıran yükün miqdarına bərabərdir. Naqilin tutumu onun formasından, həndəsi ölçülərindən, olduğu mühitin elektrik xassələrindən və onu əhatə edən cisimlərdən asılıdır. BS-də tutum vahidi **farad** (F) adlanır. 1F elə naqilin tutumuna bərabərdir ki, ona 1 Kl yük verdikdə onun potensialı lV artsın. Radiusu $9{\cdot}10^9$ m olan kürənin tutumu 1F-dır. Bu qiymət Yerin radiusundan 1500 dəfə böyükdür. Deməli, farad çox böyük kəmiyyətdir. Buna görə də praktikada mkF, nF, pF kimi köməkçi vahidlərdən istifadə olunur.

3. Kondensatorlar. Kondensatorun tutumu. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, naqilin tutumu onu əhatə edən cisimlərin nisbi yerləşməsindən asılıdır. Naqillərdən ibarət elə sistem yaratmaq olar ki, onların tutumu ətrafdakı cisimlərin vəziyyətindən asılı olmasın. Belə naqillər sistemi **kondensator** adlanır. Ən sadə kondensatorlar müstəvi, silindrik və sferik kondensatorlardır.

Kondensatoru təşkil edən naqillər kondensatorun lövhələri və ya köynəkləri adlanır. Kondensatorun yükü dedikdə onun köynəklərindən birinin yükünün mütləq qiyməti nəzərdə tutulur.

Kondensatorun tutumu, lövhələrdən birinin yükünün lövhələr arasındakı potensiallar fərqinə nisbətinə bərabərdir:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \tag{17.5}$$

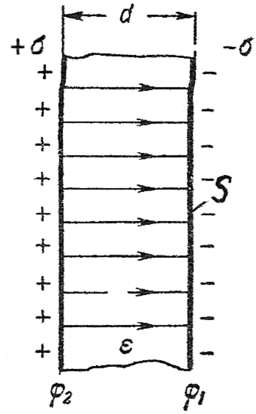
burada U -gərginlik adlanır. Kondensatorun tutumu lövhələrin formasından, həndəsi ölçüsündən və lövhələr arasındakı məsafədən, həmçinin onun lövhələri arasındakı fəzanı dolduran mühitin dielektrik nüfuzluğundan asılıdır:

downloaded from KitabYurdu.org

$$C = \varepsilon C_0 \qquad (17.6)$$

burada C_0 ε=l olduqda kondensatorun tutumudur.

Müstəvi kondensatorun lövhəsinin sahəsini *S*, lövhələr arasındakı məsafəni *d* ilə işarə edək (şəkil 17.3).



Şəkil 17.3

Müstəvi kondensatorun lövhələri arasındakı sahənin intensivliyi miqdarca bərabər, işarəcə əks olan, elektriklə yüklənmiş iki sonsuz paralel müstəvidə yaranan sahənin intensivliyinə bərabərdir:

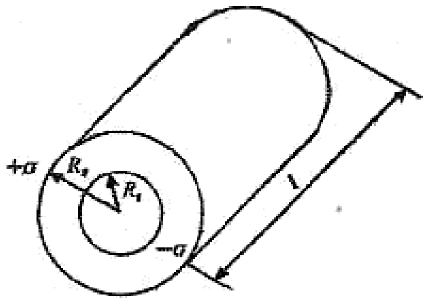
$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

$\sigma = \dfrac{q}{S}$ olduğundan $E = \dfrac{q}{\varepsilon\varepsilon_0 S}$ alınar. Kondensatorun lövhələri arasındakı potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \dfrac{qd}{\varepsilon\varepsilon_0 S}$ olar. Onda müstəvi kondensatorun tutumu aşağıdakı kimi təyin olunar:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \qquad (17.7)$$

Silindrik kondensatorun tutumu (şəkil 17.4) aşağıdakı kimi təyin olunur:

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkıl 17.4

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln(R_2 / R_1)} \tag{17.8}$$

burada *l*- kondensatorun uzunluğu, R_1 və R_2 - uyğun olaraq, daxili və xarici lövhələrin radiuslarıdır.

Sferik kondensatorun tutumu

$$C = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \tag{17.9}$$

burada R_1 və R_2 - daxili və xarici köynəklərin radiuslarıdır.

Tutumun qiymətini dəyişmək üçün kondensatorları batareya şəklində birləşdirmək mümkündür.

4. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsir enerjisi. Bir-birindən r məsafəsində olan A və B nöqtələrindəki q_1 və q_2 yüklərindən ibarət olan sistemin enerjisini hesablamaq üçün sonsuzluqda yerləşən q_1 və q_2 yüklərinin A və B nöqtələrinə gətirilməsi zamanı görülən işi hesablayaq. Əvvəlcə q_1 yükünü sonsuzluqdan A nöqtəsinə gətirək. Bu zaman q_2 yükü sonsuzluqda qaldığından q_1 və q_2 yüklərinin qarşılıqlı təsiri sıfra bərabər olur və iş görülmür. Sonra q_2 yükünü sonsuzluqdan B nöqtəsinə gətirək. B nöqtəsində elektrik sahəsi q_1 yükü tərəfindən yaradıldığından potensialı aşağıdakı kimi təyin olunar:

$$\varphi_2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1}{r} \tag{17.10}$$

downloaded from KitabYurdu.org

Beləliklə, q_1 və q_2 yüklərinin bir-birindən r məsafədə yerləşməsi üçün görülən iş

$$A = q_2\varphi_2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q_1q_2}{r}$$

Bu iş iki nöqtəvi yükün qarşılıqlı təsir enerjisinə bərabərdir

$$W = A = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q_1q_2}{r} \qquad (17.11)$$

(17.11)-i aşağıdakı kimi yazaq:

$$W = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q_2}{r}\right)q_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q_1}{r}\right)q_2 \qquad (17.12)$$

A nöqtəsində elektrik sahəsinin potensialı

$$\varphi_1 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q_2}{r} \qquad (17.13)$$

bərabərdir. (17.13) və (17.10)-u (17.12)-də nəzərə alsaq,

$$W = \frac{1}{2}q_1\varphi_1 + \frac{1}{2}q_2\varphi_2 \qquad (17.14)$$

(17.14) düsturunu bir birindən müəyyən məsafədə yerləşmiş n sayda yükdən ibarət olan sistem üçün yazsaq yüklər sisteminin enerjisi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$W = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} q_i\varphi_i \qquad (17.15)$$

burada φ_i i-ci yükün olduğu yerdə, elektrik yüklərinin yaratdığı potensialdır.

Naqilin səthi ekvipotensial səth olduğundan elektrik yüklərinin yerləşdiyi nöqtələrin potensialları bərabər olmalıdır. Onda

$$W_P = \frac{1}{2}\varphi\sum_{i=1}^{N} q_i = \frac{1}{2}q\varphi \qquad (17.16)$$

(17.16) ifadəsi yüklənmiş naqilin enerjisinin ifadəsidir.

5. Yüklü kondensatorun enerjisi. Fərz edək ki, boşalma prosesində kondensatorun köynəkləri arasındakı gərginlik *U*-ya bərabərdir. Boşalma prosesində bir köynəkdən o birinə *dq*

downloaded from KitabYurdu.org

qədər yük keçir. Bu zaman görulən iş $dA=Udq$ olar. $dq=CdU$ olduğudan

$$dA = CUdU \qquad (17.\ 17)$$

alırıq. Kondensatorun enerjisini tapmaq üçün (17.17)-ni *0*-dan *U*-ya qədər inteqrallamaq lazımdır

$$W = A = \int_0^U CUdU = \frac{1}{2}CU^2 \qquad (17.18)$$

və ya

$$W = \frac{1}{2}qU = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C} \qquad (17.19)$$

Bu ifadələr istənilən kondensator üçün doğrudur. (17.18) və (17.19) ifadələrindən istifadə edərək, kondensator lövhələrinin bir birini cəzb etmə qüvvəsini təyin etmək olar. Bunun üçün fərz edək ki, kondensatorun lövhələri arasındakı x məsafəsi dx qədər dəyişmişdir. Bu halda təsir edən qüvvənin gördüyü iş $dA=Fdx$, sistemin potensial enerjisinin azalması hesabına olur:

$$Fdx = -dW \text{ və ya } F = -\frac{dW}{dx} \qquad (17.20)$$

(17.7)-ni (17.19)-da nəzərə alsaq:

$$W = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C} = \frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S}x \qquad (17.21)$$

(17.21) ifadəsini differensiallasaq

$$F = -\frac{dW}{dx} = -\frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S}$$

alarıq. Burada mənfi işarəsi onu göstərir ki, F sahə qüvvəsi, kondensatorun lövhələri arasındakı x məsafəsini azaltmağa çalışır, yəni F qüvvəsi cazibə xarakterlidir.

6. Elektrostatik sahə enerjisinin sıxlığı. Yüklü çisimlərin bütün qarşılıqlı təsir enerjisi bu çisimlərin yaratdığı elektrostatik sahədə toplanmalıdır. Deməli, enerjini elektrik sahəsinin əsas xarakteristikası olan intensivliklə ifadə etmək olar. Yüklənmiş müstəvi kondensatorun enerjisi üçün olan

downloaded from KitabYurdu.org

(17.18) ifadəsindən istifadə edək. Müstəvi kondensatorun elektrik tutumu üçün (17.7) düsturunu (17.18)-də nəzərə alsaq,

$$W = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \cdot \frac{U^2}{2}$$

olar. $U=Ed$ olduğundan

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \cdot \frac{E^2 d^2}{2} = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 S \cdot d$$

alarıq. Burada $V=Sd$- kondensatorun lövhələri arasında qalan fəzanın həcmidir. Onda

$$W = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 V \tag{17.22}$$

(17.22) elektrostatik sahənin enerji düsturudur. (17.22)-ni V-yə bölsək elektrostatik sahənin enerji sıxlığı üçün ifadəni alarıq:

$$w_0 = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 \tag{17.23}$$

burada w_0 - elektrostatik sahənin enerji sıxlığıdır.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 18
Sabit elektrik cərəyanı

1. Cərəyanın mövcudolma şərtləri. Əgər hər hansı səthdən müəyyən qədər elektrik yükü köçürülürsə deyirlər ki, həmin səthdən elektrik cərəyanı axır. Elektrik cərəyanı bərk cisimlərdə, mayelərdə və qazlarda baş verə bilər. Cərəyanın yaranmasının əsas şərtlərindən biri cərəyanın axdığı cisimdə sərbəst yükdaşıyıcıların olmasıdır. Bundan əlavə, həmin cismin uclarında potensiallar fərqi yaranmalıdır yəni, hər hansı cisimdən elektrik cərəyanının axması üçün onun daxilində elektrik sahəsi olmalıdır.

Elektrik yüklərinin istiqamətlənmiş nizamlı hərəkətinə **elektrik cərəyanı** deyilir. Elektrik cərəyanı **cərəyan şiddəti** adlanan və I hərfi ilə işarə olunan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Fərz edək ki, dt zaman müddətində hər hansı səthdən dq qədər yük keçir. Bu halda cərəyan şiddəti aşağıdakı kimi təyin olunar:

$$I = \frac{dq}{dt} \tag{18.1}$$

Elektrik cərəyanı həm müsbət, həm də mənfi yüklər tərəfindən yaradılarsa, cərəyan şiddəti

$$I = \frac{dq_+}{dt} + \frac{dq_-}{dt}$$

kimi təyin olunar.

Cərəyan şiddəti zamandan asılı olaraq dəyişməzsə, elektrik cərəyanı **sabit cərəyan** adlanar. Bu halda cərəyan şiddəti

$$I = \frac{q}{t} \tag{18.2}$$

düsturu ilə təyin olunar.

BS-də cərəyan şiddətinin vahidi **Amper** (A) adlanır: $1A = 1\frac{Kl}{san}$. Elektrik cərəyanının istiqaməti olaraq müsbət

downloaded from KitabYurdu.org

yüklərin hərəkət istiqaməti götürülür. Elektrik cərəyanını həm qiymət, həm də istiqamətcə xarakterizə etmək üçün $\vec{J}$ hərfi ilə işarə olunan və **cərəyan sıxlığı** adlanan vektorial kəmiyyətdən istifadə olunur. Cərəyanın sıxlığı ədədi qiymətcə vahid zamanda naqilin vahid en kəsiyindən müəyyən istiqamətdə keçən yükün miqdarına bərabərdir.

$$\left|\vec{J}\right| = \frac{dq}{dS \cdot dt} = \frac{I}{dS} \qquad (18.3)$$

(18.3) düsturundan istifadə edərək, naqildən axan tam cərəyan siddətini təyin etmək olar:

$$I = \int_S jdS \qquad (18.4)$$

Cərəyanın sıxlıq vektoru müsbət yükün istiqamətlənmiş hərəkətinin istiqamətində yönəlmişdir. BS-də cərəyan sıxlığının vahidi $1\frac{A}{m^2}$ -dır. Cərəyan şiddətini və cərəyan sıxlığını yüklərin istiqamətlənmiş hərəkətinin orta sürəti $(\vec{u})$ ilə ifadə edək. Fərz edək ki, cərəyan yaradan yüklərin konsentrasiyası *n*-dir. Onda *dt* zaman müddətində naqilin *S* en kəsiyindən keçən yükün miqdarı $dq = nq_e\vec{u}Sdt$ olar. Bu halda naqildən axan cərəyanın şiddəti

$$I = \frac{dq}{dt} = nq_e\vec{u}S \qquad (18.5)$$

cərəyan sıxlığı vektoru isə

$$\vec{J} = nq_e\vec{u} \qquad (18.6)$$

düsturu ilə təyin olunar. Burada q_e – elementar yükdaşıyıcının elektrik yüküdür.

2. Naqillər və dielektriklər. Elektrik cərəyanını keçirməsindən asılı olaraq cisimlər 3 yerə bölünür: naqillər, dielektriklər və yarımkeçiricilər. Naqillərdə elektrik yükü onun

downloaded from KitabYurdu.org

bütün həcmi boyunca hərəkət edə bilir. Naqillər iki qrupa ayrılır: 1) birinci növ naqillər; 2) ikinci növ naqillər. Birinci növ naqillərdə (məsələn, metallar) elektrik yükləri (sərbəst elektronlar) hərəkət etdikdə kimyəvi çevrilmə baş vermir. İkinci növ naqillərdə (ərimiş duzlar, məhlullar) elektrik yükləri (müsbət və mənfi ionlar) hərəkət etdikdə kimyəvi dəyişiklik baş verir. Dielektriklər (məsələn, şüşə, plastik kütlə və s.) normal şəraitdə elektrik cərəyanını keçirməyən cisimlərdir. Bu cisimlərə xarici sahə təsir etmədikdə, demək olar ki, onlarda sərbəst yükdaşıyıcılar olmur. Yarımkeçiricilər (məsələn, germanium, selen, silisium və.s) naqillər ilə dielektriklər arasında aralıq mövqe tutur. Onların elektrik cərəyanını keçirməsi xarici təsirdən, məsələn, temperaturdan asılıdır.

3. Om qanuu. Alman alimi Om 1827-ci ildə təcrübi yolla müəyyən etmişdir ki, bircins naqildən keçən cərəyan şiddəti naqilin uclarındakı gərginliklə düz mütənasibdir:

$$I = \lambda(\varphi_1 - \varphi_2) = \lambda U$$

burada λ - mütənasiblik əmsalı olub, naqilin elektrik keçiriciliyi ($\lambda = \frac{1}{R}$), *R*- isə naqilin elektrik müqaviməti adlanır. Onda

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R} \tag{18.7}$$

(18.7) ifadəsi **dövrə hissəsi üçün Om qanunudur**. Bircins naqildən axan cərəyan şiddəti naqilin uclarındakı gərginliklə düz, onun müqaviməti ilə tərs mütənasibdir. (18.7) düsturundan istifadə edərək, naqlin uclarındakı gərginliyi təyin etmək olar:

$$U = IR \tag{18.8}$$

Om qanununa əsasən naqilin müqaviməti

$$R = \frac{U}{I} \tag{18.9}$$

downloaded from KitabYurdu.org

düsturu ilə təyin olunar. BS-də müqavimətin vahidi **Om**-dur ($1Om = 1\frac{V}{A}$). Bir Om elə naqilin müqavimətidir ki, onun uclarındakı gərginlik *1V* olduqda, ondan keçən cərəyan şiddəti *1A* olsun. BS-də elektrik keçiriciliyinin vahidi simens (Sim)-dir. Müqaviməti 1 Om olan naqilin elektrik keçiriciliyi 1 Sim-dir.

$$Sim = \frac{1}{Om}$$

Naqilin müqaviməti onun formasından, ölçülərindən və naqilin hazırlandığı materialın xassələrindən asılıdır. Silindr şəklində olan naqilin müqaviməti onun uzunluğu ilə düz, en kəsiyinin sahəsi ilə tərs mütənasibdir.

$$R = \rho\frac{l}{S} \qquad (18.10)$$

burada ρ - naqlin **xüsusi müqaviməti** adlanır, naqil materialının xassələrindən və temperaturundan asılıdır. BS-də xüsusi müqavimətin vahidi Om·m -dir.

Təcrübə nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, bircins naqilin müqaviməti və eləcə də xüsusi müqaviməti temperaturdan aşağıdakı şəkildə asılıdır.

$$\rho = \rho_0(1+\alpha t) \qquad (18.11)$$

burada ρ və ρ_0 -uyğun olaraq, t və 0 ^{0}S-də naqilin xüsusi müqavimətləri, α - müqavimətin temperatur əmsalıdır. Təmiz metallar üçün $\alpha = \frac{1}{273} der^{-1}$. Bu qiyməti (18.11)-də nəzərə alsaq,

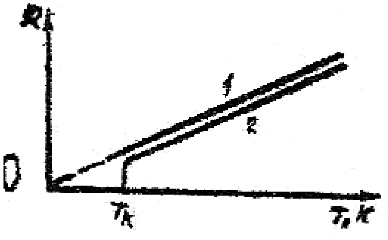
$$\rho = \rho_0\alpha T \qquad (18.12)$$

alarıq . Metalın müqavimətinin temperaturdan asılılığı 18.1-ci şəkildə 1 əyrisi ilə göstərilmişdir.

Metalların elektrik müqavimətinin temperaturdan asılılığına əsaslanaraq, müqavimət termometrləri hazırlanır. Müqavimət termometrləri temperaturu 0,003 K dəqiqliyi ilə ölçməyə imkan

downloaded from KitabYurdu.org

verir. Yarımkeçiricilərdən istifadə olunmaqla hazırlanmış müqavimət termometrləri termistor adlanır. Bu cür termometrlər temperaturun 10^{-6} K dəyişməsini qeyd etməyə imkan verir. Termistorların köməyi ilə çox kiçik həcmlərin temperaturunu da ölçmək mümkündür.



Şəkil 18.1

Naqillərin ardıcıl birləşməsi zamanı ümumi müqavimət ayrı ayrı müqavimətlərin cəminə bərabərdir:

$$R = R_1 + R_2 + ... + R_n = \sum_{i=1}^{n} R_i$$

Naqillərin paralel birləşməsi zamanı isə ümumi müqavimətin tərs qiyməti ayrı ayrı müqavimətlərin tərs qiymətlərinin cəminə bərabərdir:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + ... + \frac{1}{R_n} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{R_i}$$

Təcrübələr nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, hər bir maddə üçün müəyyən bir aşağı temperatur (0,14-20K) vardır ki, bu temperaturda maddənin müqaviməti sıçrayışla sıfra enir. Bu hadisə **ifratkeçiricilik** adlanır. İfratkeçiriçilik hadisəsini 1911-çi ildə Kamerlinq-Onnes təcrübə vasitəsi ilə müşahidə etmişdir. İfratkeçiriçi halında maddə bəzi qeyri adi xassələrə malik olur:

1) İfratkeçiriçi halda maddədən cərəyan buraxıb, cərəyan mənbəyini götürsək, cərəyan uzun müddət həmin maddənin daxilində davam etməlidir;

2) İfratkeçirici halda maddənin daxilində maqnit sahəsi olmur;

3) Maddənin ifratkeçirici halını xarici maqnit sahəsinin təsiri ilə yox etmək olar.

downloaded from KitabYurdu.org

4)İfratkeçiricilərin digər mühüm maqnit xassəsi onların diamaqnitizmidir. Maqnit sahəsində yerləşmiş ifratkeçiricinin daxilində induksiya sıfıra bərabərdir. Əgər ifratkeçirici kritik temperaturdan yuxarı temperaturlarda maqnit sahəsində yerləşərsə, T_k temperaturundan aşağı soyudulma zamanı maqnit sahəsi ifratkeçiricidən itələnir və onun induksiyası bu halda da sıfra bərabərdir.

Ifratkeçiricinin maqnit sahəsindən itələnməsində ibarət olan **Meysner effekti** ifratkeçiricinin elektrik müqavimətinin sıfır olmasından daha mühüm xassədir.

İndi isə Om qanununun differensial (vektori) ifadəsini çıxaraq. Bunun üçün (18.10)-u (18.7)-də yazaq:

$$I = \frac{U}{\rho \frac{l}{S}} = \frac{US}{\rho l}$$

Bu ifadənin hər tərəfini S bölüb, $j = \frac{I}{S}$ və $E = \frac{U}{l}$ olduğunu nəzərə alsaq, $j = \frac{1}{\rho} E$ alınar. $\sigma = \frac{1}{\rho}$ naqilin xüsusi keçiriciliyi adlanır. Onda

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \qquad (18.13)$$

alınar. (18.13) Om qanununun differensial ifadəsidir. Naqildə yük daşıyıcıların hərəkət istiqaməti $\vec{E}$ -nin istiqamətində olduğuna görə $\vec{J}$ və $\vec{E}$ vektorlarının istiqaməti üst üstə düşür.

4. Coul Lens qanunu. Elektrik cərəyanının naqil boyunca axması zamanı iş görülür

$$A = qU = IU\Delta t$$

burada *q*-keçən yükün miqdarıdır. Əgər enerjinin kənar itkisi yoxdursa, onda bu iş tamamilə istiliyə çevrilir:

$$Q = A = IU\Delta t$$

Q-Coul Lens istiliyidir. Ümumi şəkildə bu qanun aşağıdakı kimi ifadə edilir:

downloaded from KitabYurdu.org

$$Q=\int IU\Delta t=\int I^2Rdt=\int\frac{U^2}{R}dt$$

Bu inteqral formada Coul Lens qanunudur.

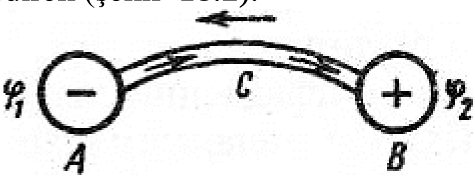
Naqilin sonsuz kiçik həcmində sonsuz kiçik *dt* zaman müddətində ayrılan istilik miqdarına baxaq.

$$\delta Q=I^2Rdt=(jdS)^2\frac{\rho\, dl}{dS}dt=\rho\; jdSdldt$$

$$\frac{\delta Q}{dtdV}=\rho\; j^2=\sigma E^2=jE=(\vec{j}\vec{E})$$

Bu isə differensial formada Coul Lens qanunudur.

5. Kənar qüvvələr. Verilmiş iki A və B naqillərini C naqili ilə birləşdirək (şəkil 18.2).



Şəkil 18.2

A naqilinin potensialı φ_1, B naqilinin potensialı φ_2 olsun. Elektrik sahəsinin təsiri altında elektronlar ACB istiqamətində hərəkət edib, BCA istiqamətində cərəyan yaradırlar. Elektronların istiqamətlənmiş hərəkəti o vaxta qədər davam edəçəkdir ki, $\varphi_1=\varphi_2$ olsun. Bu zaman naqilin daxilindəki sahənin intensivliyi sıfra bərabər olacaq və cərəyan kəsiləcəkdir.

Naqildə cərəyanı sabit saxlamaq üçün xüsusi qurğudan istifadə olunur. Bu qurğuda müxtəlif işarəli yüklərin bölünməsi və uyğun naqillərə aparılması baş verir. Bu qurğular **cərəyan mənbəyi** adlanır və onlar elektrik yüklərinə elektrostatik təbiətli olmayan qüvvələrlə təsir edirlər. Belə qüvvələr **kənar qüvvələr** adlanır. Kənar qüvvələrin təbiəti müxtəlif ola bilər. Məsələn, qalvanik elementlərdə bu qüvvələr elektrodlarla elektrolitlər arasında meydana çıxan kimyəvi reaksiyaların enerjisi hesabına yaranır. Sabit cərəyan

downloaded from KitabYurdu.org

generatorlarında isə maqnit sahəsinin və rotorun mexaniki enerjisinin hesabına elektrik yükləri cərəyan mənbəyinin daxilində elektrostatik sahə qüvvələrinə qarşı hərəkət edirlər və bunun nəticəsində xarici dövrənin uclarında potensiallar fərqi sabit qalır və dövrədən sabit cərəyan axır.

Dövrəni qapayan zaman dövrənin bütün naqillərində elektrik sahəsi yaranır. Mənbəyin daxilində kənar qüvvələrin təsiri altında yüklər sahənin Kulon qüvvələrinin əksinə (mənfi yüklər müsbətdən mənfiyə doğru), qalan digər dövrə hissəsində isə yükləri elektrik sahəsi hərəkətə gətirir. Məhz bu qüvvələrin iş görmə prosesi nəticəsində yüklü zərrəciklər cərəyan mənbəyinin daxilində enerji əldə edir və sonra elektrik dövrəsi naqillərində hərəkət edərək onu dövrəyə verir.

6. Elektrik hərəkət qüvvəsi (EHQ). Kənar qüvvələr elektrik yüklərini hərəkət etdirərkən iş görürlər. Müsbət vahid yükün qapalı dövrə boyunca hərəkəti zamanı kənar qüvvələrin gördüyü işlə xarakterizə olunan fiziki kəmiyyət **elektrik hərəkət qüvvəsi** (e.h.q.) adlanır:

$$\varepsilon = \frac{A_k}{q} \tag{18.14}$$

q yükünə təsir edən kənar qüvvə $F_k=E_kq$ düsturu ilə təyin olunur. E_k-kənar qüvvələrin sahə intensivliyidir. Qapalı dövrə hissəsində kənar qüvvələrin gördüyü iş aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$A_k = \oint F_k dl = q\oint E_k dl \tag{18.15}$$

(18.15)-i q-yə bölsək, e.h.q.-ni alarıq:

$$\varepsilon = \oint E_k dl \tag{18.16}$$

Deməli, qapalı dövrədə təsir edən e.h.q. kənar qüvvələrin intensivlik vektorunun sirkulyasiyasına bərabərdir. Yükə kənar qüvvələrdən başqa elektrostatik qüvvələr də təsir edir. Beləliklə, qapalı dövrədə yükə təsir edən əvəzləyici qüvvə aşağıdakı düsturla təyin ediləcəkdir:

downloaded from KitabYurdu.org

$$\vec{F} = q(\vec{E}_k + \vec{E})$$

Onda elektrik yükünün sahənin 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə hərəkəti zamanı əvəzləyici qüvvənin gördüyü iş

$$A_{12} = q\int_1^2 E_k dl + q\int_1^2 Edl \tag{18.17}$$

7. Mənbəyə qoşulmuş dövrə hissəsi və tam dövrə üçün Om qanunu. (18.16) ifadələsini (18.17)-də nəzərə alsaq,

$$A_{12} = q\varepsilon_{12} + q(\varphi_1 - \varphi_2) \tag{18.18}$$

$A_{12} = qU$ olduğundan (18.18) ifadəsinin hər tərəfini q-yə bölsək, alarıq:

$$U = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2) \tag{18.19}$$

Dövrə qapalı olduqda $\varphi_1 = \varphi_2$ olur, onda $U = \varepsilon_{12}$. Dövrə bircinsli olduqda isə, $\varepsilon = 0$ və $U = \varphi_1 - \varphi_2$ olar. (18.19) ifadəsində *U=IR* olduğunu nəzərə alsaq

$$IR = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)$$

olar. Beləliklə, dövrədən axan cərəyan şiddəti aşağıdakı kimi təyin olunar:

$$I = \frac{\varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)}{R} \tag{18.20}$$

(18.20) ifadəsi bircinsli olmayan dövrə üçün Om qanunudur. Qapalı dövrənin xarici hissəsində gərginlik düşgüsü $U_1=IR$, daxili hissəsində gərginlik düşgüsü $U_2=Ir$ olarsa, e.h.q.-ni aşağıdakı kimi təyin etmək olar:

$$\varepsilon = U_2 + U_1 = IR + Ir$$

burada *r*-cərəyan mənbəyinin daxili müqavimətidir. Buradan

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r} \tag{18.21}$$

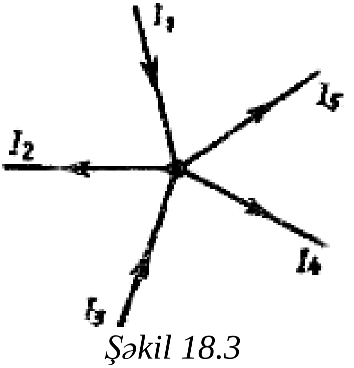
(18.21) ifadəsi qapalı, bircinsli dövrə üçün Om qanunudur. Dövrədən keçən cərəyan şiddəti, mənbəyin e.h.q. ilə düz, xarici və daxili müqavimətlərin cəmi ilə tərs mütənasibdir.

downloaded from KitabYurdu.org

Əgər dövrə açıqdırsa ($I=0$), (18.20) ifadəsinə əsasən $\varepsilon_{12}=\varphi_1-\varphi_2$ alınar, yəni açıq dövrəyə tətbiq olunmuş e.h.r. onun uclarındakı potensiallar fərqinə bərabərdir. Deməli, cərəyan mənbəyinin e.h.q.-ni tapmaq üçün xarici dövrə açıq olduqda onun sıxaclarındakı potensiallar fərqini ölçmək lazımdır.

8. Budaqlanmış dövrələr. Kirxhof qaydaları. Qeyri bircinsli dövrə üçün Om qanununa əsasən, praktiki olaraq, ixtiyari mürəkkəb dövrəni hesablamaq olar. Lakin qapalı konturları olan budaqlanmış dövrəni hesablamaq çox çətindir. Belə məsələlərin həlli Kirxhof qanunlarının köməyi ilə mümkündür. Kirxhofun iki qanunu vardır. Kirxhofun birinci qanunu dövrənin düyün nöqtəsinə aiddir. **Düyün nöqtəsi** elə nöqtəyə deyilir ki, dövrənin həmin nöqtəsində ikidən artıq naqil birləşmiş olsun. Verilmiş dövrədə cərəyan sabitdirsə, düyün nöqtəsində cərəyanların cəbri cəmi sıfra bərabər olmalıdır. Əks halda verilmiş nöqtənin potensialı zaman keçdikcə dəyişər, bu da dövrədə cərəyanın dəyişməsinə gətirərdi. Şərti olaraq, düyün nöqtəsinə gələn cərəyan müsbət, düyün nöqtəsindən çıxan cərəyan mənfi hesab olunur.

Bu dediklərimizi nəzərə alsaq, 18.3-cü şəkildəki düyün nöqtəsi üçün yaza bilərik: $I_1-I_2+I_3-I_4-I_5=0$.



Şəkil 18.3

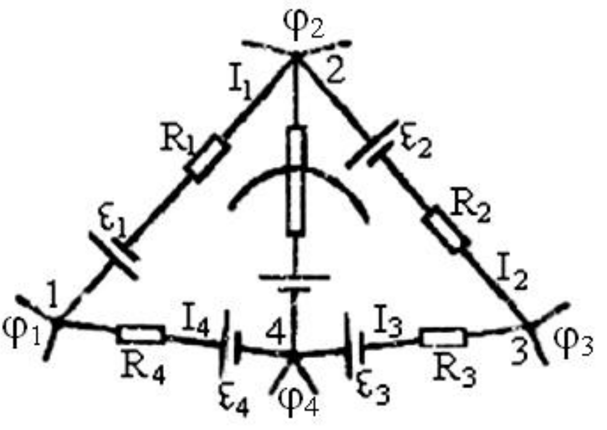
downloaded from KitabYurdu.org

Bu halda ixtiyari düyün nöqtəsi üçün Kirxhofun birinci qanunu aşağıdakı kimi yazılar:

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = 0 \qquad (18.22)$$

Deməli, düyün nöqtəsində cərəyan şiddətlərinin cəbri cəmi sıfra bərabərdir.

Kirxhofun ikinci qanunu budaqlanmış dövrədə qapalı konturlara aiddir. 18.4-cü şəkildəki budaqlanmış dövrəni nəzərdən keçirək.



Şəkil 18.4

Konturun dolanma istiqamətinin seçilməsi ixtiyaridir. Konturun saat əqrəbi istiqamətindəki dolanma istiqamətini müsbət qəbul edək. Konturun dolanma istiqamətində olan cərəyanlar müsbət, əks istiqamətində olan cərəyanlar mənfi hesab olunur. Əgər mənbəyin yaratdığı cərəyan, konturun dolanma istiqamətindədirsə, onun e.h.r. müsbət hesab olunur. Konturun budaqlanmamış hər bir hissəsinə Om qanununu tətbiq etsək, alarıq:

$$\left.\begin{aligned} I_1R_1 &= \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_1 \\ I_2R_2 &= \varphi_2 - \varphi_3 + \varepsilon_2 \\ I_3R_3 &= \varphi_3 - \varphi_4 + \varepsilon_3 \\ I_4R_4 &= \varphi_4 - \varphi_1 + \varepsilon_4 \end{aligned}\right\} \qquad (18.23)$$

downloaded from KitabYurdu.org

Bu ifadələri tərəf tərəfə toplasaq alarıq:

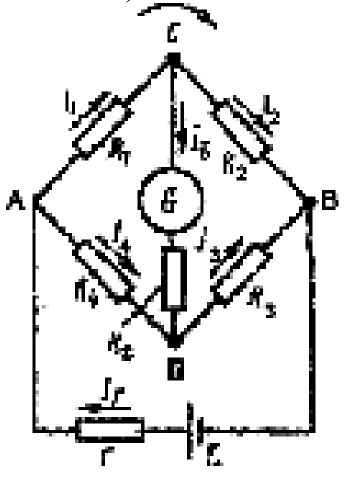
$$I_1R_1 + I_2R_2 + I_3R_3 + I_4R_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4$$

Bu ifadəni budaqlanmış dövrədə ixtiyari qapalı kontur üçün yazsaq alarıq:

$$\sum_k I_k R_k = \sum_k \varepsilon_k \qquad (18.24)$$

(18.24) tənliyi **Kirxhofun ikinci qanununu** ifadə edir. Deməli budaqlanmış dövrənin ixtiyari qapalı konturunda cərəyan şiddətinin müqavimətə hasilinin cəbri cəmi, bu konturda təsir göstərən e.h.q.-in cəbri cəminə bərabərdir.

Kirxhof qanunlarının tətbiqini Uitston körpüsü misalı ilə nəzərdən keçirək (şəkil 18.5).



Şəkil 18.5

R_1, R_2, R_3 və R_4 müqavimətləri Uitston körpüsünün qolları adlanır. A və B nöqtələri arasına cərəyan mənbəyi birləşdirilmişdir. Cərəyan mənbəyinin e.h.q. ε , daxili müqaviməti r-dir. C və D nöqtələri arasında G qalvanometri birləşdirilmişdir. Qalvanometrin müqaviməti R_0-a bərabərdir. A, B və C nöqtələrinə Kirxhofun birinci qanununu tətbiq etsək, alarıq:

downloaded from KitabYurdu.org

$$\left.\begin{aligned} I_r - I_1 - I_4 &= 0 \\ I_2 + I_3 - I_r &= 0 \\ I_1 - I_2 - I_G &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{18.25}$$

ACBεA, ACDA və CBDC konturlarına Kirxhovun ikinci qanununu tətbiq edək:

$$\left.\begin{aligned} I_r r + I_1 R_1 + I_2 R_2 &= \varepsilon \\ I_1 r_1 + I_G R_G - I_4 R_4 &= 0 \\ I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_G R_G &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{18.26}$$

Bütün müqavimətlər və e.h.q. məlum olarsa, (18.25) və (18.26) tənliklərini həll etməklə naməlum cərəyanları tapmaq olar. R_2 , R_3 və R_4 müqavimətlərini dəyişməklə, qalvanometrin sıfır göstərişini ($I_G =0$) əldə etmək olar. Onda (18.25) tənliyindən alarıq:

$$I_1 = I_2; \quad I_3 = I_4 \tag{18.27}$$

(18.26) tənliklər sistemindən alarıq:

$$I_1 R_1 = I_4 R_4; \quad I_2 R_2 = I_3 R_3 \tag{18.28}$$

(18.27) və (18.28) ifadələrindən alarıq:

$$\frac{R_1}{R_4} = \frac{R_2}{R_2} \qquad \text{və ya} \qquad R_1 = \frac{R_2 R_4}{R_3} \tag{18.29}$$

(18.29) ifadəsindən görünür ki, körpü tarazlıq halında olduqda ($I_G=0$) məchul müqavimətin təyin olunduğu düstura cərəyan mənbəyinin daxili müqaviməti daxil deyildir.

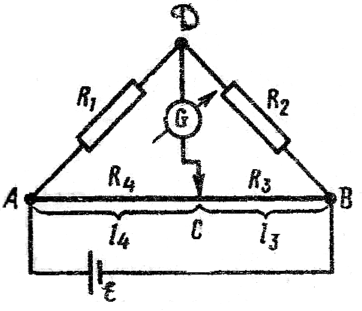
Praktikada adətən reoxordlu Uitston körpüsündən istifadə olunur (şəkil 18.6).

Reoxord xüsusi müqaviməti böyük olan bircinsli məftildən ibarətdir. Ona görə də $\frac{R_3}{R_4} = \frac{l_3}{l_4}$ yazmaq olar. Bu qiyməti (18.29) düsturunda yazsaq, alarıq:

$$R = R_2 \frac{l_4}{l_3} \tag{18.30}$$

downloaded from KitabYurdu.org

l_3, l_4 və R_2-ni bilməklə (18.30) düsturuna əsasən məchul müqaviməti təyin etmək olar.



Şəkil 18.6

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 19

Vakuumda statik maqnit sahəsi

1. Elektromaqnetizmə giriş. Maqnetizm nədir- sualına cavab vermək istəsək böyük çətinliklə qarşılaşarıq. Bu onunla əlaqədardır ki, maqnit xassələri təbiətdə bizi əhatə edən hər şeyə aiddir. Maqnit xassələrinə malik elementar zərrəciklərdən tutmuş, sonsuz kosmik fəzaya qədər hər yerdə maqnitizmə rast gəlirik. Materiyanın maqnit xassələrinin universallığı onların maddənin daxili quruluşu ilə sıx əlaqədar olması, həmçinin, maqnetizmin müasir təbiətşünaslıqda və insanların praktiki həyatında tutduğu mühüm yerlə izah olunur. Maqnetizmin insan həyatında tutduğu mühüm rolu daha yaxşı başa düşmək üçün bir anlığa fərz edək ki, materiya öz maqnit xassəsini itirmişdir. Bu zaman dünyada bütün energetika həmən iflic olar, bütün elektrik generatorları və mühərrikləri sıradan çıxar, radio, televiziya, elektrik rabitəsi kəsilər, bütün nəqliyyat dayanar, müasir sivilizasiya donar və bəşəriyyət bir neçə yüz il geri atılardı.

Maqnetizm, cazibə və elektrik hadisəsi kimi universaldır. Lakin, bu xassə bütün cisimlərdə özünü eyni dərəcədə göstərmir. Əksər cisimlərin maqnit xassələri çox zəifdir və adi müşahıdələr zamanı nəzərə çarpmır. Buna görə də maqnetizmlə ilk tanışlıq üçün elə halı seçəcəyik ki, təbiətin bu qüvvəsi ən sadə və birbaşa şəkildə özünü göstərə bilsin. Maqnitizmin özünü ən qabarıq şəkildə göstərdiyi iki halı göstərə bilərik. Birincisi, bu sabit maqnitlərdir. Ikincisi, sabit maqnitlərə tam analoji olan sabit cərəyanın axdığı naqillər və ya makara ola bilər.

2. Cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsir qüvvələri. Maqnit sahəsi. Təcrübə göstərir ki, elektrik cərəyanları öz aralarında qarşılıqlı təsirdə olurlar, məsələn, cərəyanlar

downloaded from KitabYurdu.org

$I_1 \uparrow\uparrow I_2$ olduqda bir birini cəzb edirlər, $I_1 \uparrow\downarrow I_2$ olduqda bir birini itələyirlər.

Cərəyanların qarşılıqlı təsiri **maqnit sahəsi** adlanan sahə vasitəsi ilə həyata keçirilir. Naqillərin vahid uzunluğuna düşən qarşılıqlı təsir qüvvəsi

$$F = k\frac{2\mathrm{I}_1\mathrm{I}_2}{d}$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada d-naqillər arasındakı məsafə, k-mütənasiblik əmsalıdır. Bu düstur rassionallaşmış şəkildə aşağıdakı kimi yazılır:

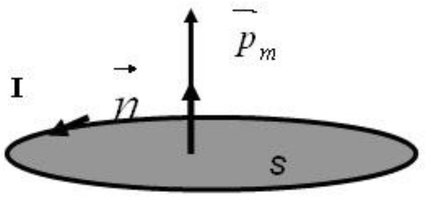
$$F = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2\mathrm{I}_1\mathrm{I}_2}{d}$$

burada $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,hn/m$ - maqnit sabiti adlanır.

Beləliklə, hərəkət edən yüklər (cərəyan) onları əhatə edən fəzanın xassələırini dəyişdirərək orada maqnit sahəsi yaradırlar. Bu sahə, həmin sahədə hərəkət edən yüklərə (cərəyana) qüvvə təsir edən zaman aşkar edilir. Elektrik sahəsini öyrənərkən sınaq yükündən istifadə etmişdik. Maqnit sahəsini öyrənmək üçün isə çox kiçik ölçülü müstəvi qapalı konturda sirkulyasiya edən sınaq cərəyanından istifadə edəcəyik. Bu cür konturu sınaq konturu adlandıracağıq. Bu konturun müsbət normalının $\vec{n}$ istiqaməti sağ burğu qaydası ilə təyin edilir: **sağ burğunun dəstəyini konturda cərəyan istiqamətində fırlatdıqda burğunun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti normalın $\vec{n}$ istiqaməti ilə üst-üstə düşür** (şəkil 19.1).

Sınaq konturunu maqnit sahəsində yerləşdirərkən aşkar edirik ki, sahə konturu (onun normalını) müəyyən istiqamətdə döndərməyə çalışır. Kontura təsir edən fırladıcı moment həm verilmiş nöqtədə maqnit sahəsinin xassəsindən, həm də konturun xassəsindən asılıdır.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 19.1

Müəyyən edilmişdir ki, fırladıcı momentin maksimal qiyməti *IS* ilə mütənasibdir, yəni, $M_{maksimal} \approx IS$, burada *I*-konturdakı cərəyan şiddəti, *S*-cərəyanlı konturun sahəsidir (şəkil 19.1).

$$\vec{p}_m = IS\vec{n} \tag{19.1}$$

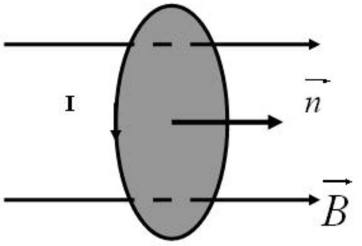
vektori kəmiyyəti konturun **maqnit momenti** adlanır və BS-də $A \cdot m^2$ -ilə ölçülür.

Maqnit sahəsinin verilmiş nöqtəsində yerləşdirilmiş, müxtəlif p_m -ə malik sınaq konturlarına qiymətcə müxtəlif maksimal fırladıcı momentlər $M_{\max}$ təsir edəcəkdir. Lakin, $M_{\max} / p_m$ nisbəti sahənin verilmiş nöqtəsində bütün konturlar üçün eyni olacaqdır. Bu kəmiyyət maqnit sahəsinin qüvvə xarakteristikası olub **maqnit induksiyası** adlanır:

$$B = \frac{M_{\max}}{p_m} \tag{19.2}$$

Maqnit induksiyası, istiqaməti xarici maqnit sahəsində sərbəst yönələ bilən cərəyanlı konturun müsbət normalının istiqaməti ilə üst üstə düşən vektorial kəmiyyətdir (şəkil 19.2).

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 19.2

Maqnit sahəsini də elektrik sahəsi kimi qüvvə xətlərinin köməyi ilə təsvir etmək olar. $\vec{B}$ vektoru $\vec{E}$ vektorunun anoloqu hesab olunur. Maqnit induksiyası BS-də tesla ilə ölçülür: $1Tl = 1Nm/A\cdot m^2$.

1Tesla, $1A\cdot m^2$ maqnit momentinə malik müstəvi cərəyanlı kontura 1N·m-ə bərabər maksimal fırladıcı moment təsir edən bircins sahənin maqnit induksiyasına bərabərdir.

Beləliklə, $\vec{B}$ induksiyalı maqnit sahəsində yerləşdirilmiş cərəyanlı kontura

$$\vec{M} = \vec{p}_m \times \vec{B} \tag{19.3}$$

fırladıcı moment təsir edir. Onun qiyməti

$$M = p_m B \sin\alpha \tag{19.4}$$

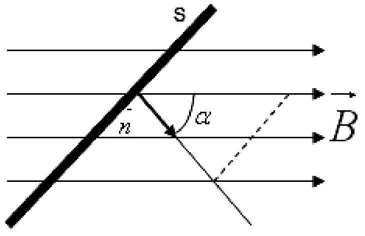
ifadəsi ilə təyin edilir. Burada α- $\vec{p}_m$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı bucaqdır. $\alpha = \pi/2$ olduqda, $M=M_{max}=p_mB$, $\alpha = 0$ və ya $\alpha = \pi$ olduqda, M=0 olur.

3. Maqnit seli. Qauss teoremi. Maqnit sahəsi, induksiya ilə yanaşı maqnit seli adlanan kəmiyyətlə də xarakterizə olunur. Induksiyası B olan bircins maqnit sahəsində sahəsi S olan müstəvi hamar səthi kəsən (şəkil 19.3) maqnit seli

$$\Phi = \vec{B}\vec{S} = BS\cos\alpha = B_n S \tag{19.5}$$

downloaded from KitabYurdu.org

ifadəsi ilə təyin edilir. Burada $\vec{S} = S\vec{n}$, $\vec{n}$ -səthin normalıdır. $B_n = B\cos\alpha$, α- $\vec{n}$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı bucaqdır, B_n –isə B- nin n üzrə toplananıdır.



Şəkil 19.3

Ümumi halda, qeyri bircins maqnit sahəsi halında, kiçik dS səthindən keçən maqnit seli anlayışı daxil edlir. Bu halda səthi müstəvi hamar və maqnit sahəsini bircins hesab etmək olar. Onda elementar $d\Phi$ seli

$$d\Phi = \vec{B}d\vec{S} = BdS\cos\alpha = B_n dS \tag{19.6}$$

olur. Ixtiyari səthdən keçən maqnit seli

$$\Phi = \int d\Phi = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B_n dS$$

kimi təyin edilir. Təbiətdə maqnit yükləri yoxdur və buna görə də maqnit seli üçün Qauss teoremi aşağıdakı şəkli alır

$$\Phi = \oint_S \vec{B}d\vec{S} = \oint_S B_n dS = 0 \tag{19.7}$$

yəni, ixtiyari qapalı səthdən keçən maqnit seli sıfra bərabərdir. (19.5) ifadəsində α=0, yəni $\vec{B}\uparrow\uparrow\vec{n}$ (şəkil 19.3) olarsa, $\Phi = BS$. Maqnit seli BS-də veberlə ölçülür: 1Vb=1Tl·1m^2. Induksiyası 1Tl olan bircins maqnit sahəsinin qüvvə xətlərinə perpendikulyar yerləşmiş 1m^2 sahəni kəsən maqnit seli 1Vb adlanır.

4. Bio-Savar-Laplas qanunu. Bio, Savar və Laplas $Id\vec{l}$ cərəyan elementinin özündən $\vec{r}$ məsafəsində yaratdığı sahənin

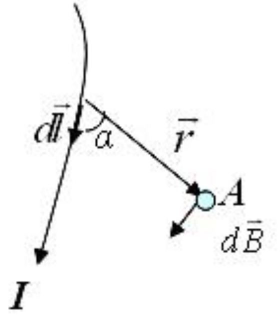
downloaded from KitabYurdu.org

maqnit induksiyasını hesablamağa imkan verən qanun müəyyən etmişlər:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2}; \qquad (19.8)$$

yəni, $Id\vec{l}$ **cərəyan elementinin ondan r məsafəsində yerləşən A nöqtəsində** (şəkil 19.4) **yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyası, cərəyan elementi və** $Id\vec{l}$ **cərəyan elementi ilə** $\vec{r}$ **vektorunun istiqamətləri arasındakı** α **bucağının sinusunun qiymətləri ilə düz mütənasib olub, onlar arasındakı məsafənin (nöqtənin radius vektorunun) kvadratı ilə tərs mütənasibdir;** burada $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\, Hn/m$ -maqnit sabitidir. Bio-Savar-Laplas qanunu vektori formada aşağıdakı kimi yazılır:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3} \qquad (19.9)$$



Şəkil 19.4

5. Maqnit sahəsi üçün superpozisiya prinsipi. Maqnitostatikanın bütün əsas tənlikləri xəttidir (ümumiyyətlə bütün klassik elektrodinamika kimi). Bu maqnitostatikada

downloaded from KitabYurdu.org

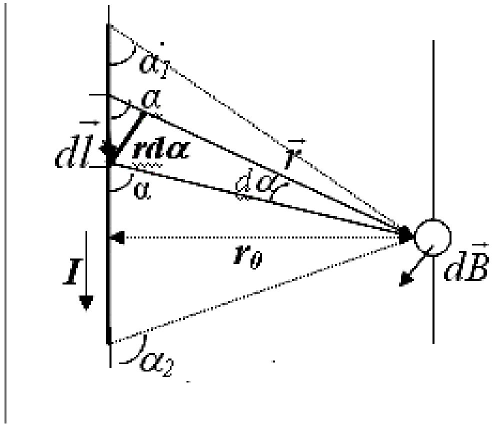
superpozisiya prinsipini anlamaqda mühüm rol oynayır. Maqnitostatikada superpozisiya prinsipi belə ifadə edilir: **bir neçə cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsi, bu cərəyanların ayrılıqda yaratdığı sahələrin vektori cəmidir.**

$$\vec{B} = \sum_{k=1}^{n} \overrightarrow{B_k} \qquad (19.10)$$

Bio-Savar-Laplas qanunu və maqnit sahəsinin superpozisiya prinsipindən istifadə edərək istənilən cərəyanlar sistemi sahələrinin maqnit induksiyasını hesablamaq olar.

Düz və dairəvi cərəyanların maqnit sahəsini hesablamaq üçün Bio-Savar-Laplas qanunu və maqnit sahəsinin superpozisiya prinsipini tətbiq edək.

6. Düz cərəyanın maqnit sahəsi. Şəkil 19.5-dən göründüyü kimi, $d\vec{B}$, $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır.



Şəkil 19.5.

Həmçinin şəkildən görünür ki, $dl = \dfrac{rd\alpha}{\sin\alpha}$. Nəzərə alsaq ki, $r = \dfrac{r_0}{\sin\alpha}$ onda, $dl = \dfrac{r_0 d\alpha}{\sin^2\alpha}$. Bunu (19.8) ifadəsində nəzərə

downloaded from KitabYurdu.org

alsaq:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Ir_0 d\alpha\sin\alpha\sin^2\alpha}{r_0^2\sin^2\alpha} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\sin\alpha\, d\alpha}{r_0}$$ bu

axırıncı bərabərliyi inteqrallasaq alarıq:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin\alpha\, d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0}(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2). \qquad (19.11)$$

Sonsuz uzun naqil üçün $\alpha_1 \to 0$, $\alpha_2 \to \pi$ olduğundan alarıq ki,

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0}[1-(-1)] = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2I}{r_0} \qquad (19.12)$$

İki sonsuz uzun, nazik və paralel naqillərin qarşılıqlı təsir qüvvəsi üçün

$$F = BIl = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0}l = 2\cdot 10^{-7}\frac{I_1 I_2}{r_0}l \qquad (19.13)$$

Fərz etsək ki, $I_1 = I_2 = I$, $r_0 = 1m$, $l = 1m$, $F = 2\cdot 10^{-7}N$, onda $I = 1A$ olar. Cərəyan şiddəti vahidi amper belə təyin edilir.

7. Dairəvi cərəyanın sahəsi. Kontur yerləşən müstəvidən x məsafəsində dairəvi cərəyanın oxunda $\vec{B}$-ni təyin edək (şəkil 19.6). $d\vec{B}$ vektoru uyğun olaraq $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ -dən keçən müstəvilərə perpendikulyardır. Beləliklə, onlar simmetrik konik yelpik əmələ gətirirlər (şəkil 19.6 b). Simmetriya təsəvvürlərinə əsasən qənaətə gəlmək olar ki, yekun $\vec{B}$ vektoru cərəyanın oxu boyunca yönəlmişdir. $d\vec{B}$ vektoru toplananlarından hər biri yekun vektora modulu

downloaded from KitabYurdu.org

$dB\sin\alpha = dB\dfrac{R}{r}$ bərabər olan $d\vec{B}_{II}$ payını verir. $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ - arasındakı bucaq düz bucaqdır, buna görə də

$$dB_{II} = dB\frac{R}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{idl}{r^2}\cdot\frac{R}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{iRdl}{r^3}$$

Bütün kontur boyunca inteqrallama aparıb və r-i $\sqrt{R^2+x^2}$ ilə əvəz etsək

$$B = \int dB_{II} = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{iR}{r^3}\int dl = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{iR}{r^3}2\pi R = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{2\pi R^2 i}{(R^2+x^2)^{3/2}} \qquad (19.14)$$

kimi olacaqdır. Xüsusi halda, dairəvi cərəyanın mərkəzində (x=0)

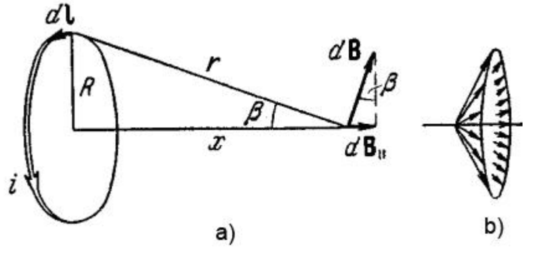
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\pi i}{R} = \frac{\mu_0 i}{2R} \qquad (19.15)$$

N dolaqdan ibarət müstəvi sarğacın oxunda maqnit induksiyası

$$B = \mu_0 N i / 2R \qquad (19.16)$$

Konturdan böyük məsafələrdə (şəkil 19.6), yəni $x \succ\succ R$ olduqda (19.11)-dən alarıq

$$B = \mu_0 i R^2 / 2x^3. \qquad (19.17).$$



Şəkil 19.6

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 20

Vakuumda maqnitostatikanın əsas tənlikləri

1. Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi. Əvvəllki mövzumuzda qeyd etdiyimiz kimi hər bir cərəyanlı naqil onu əhatə edən fəzada maqnit sahəsi yaradır. Elektrik cərəyanı isə bildiyimiz kimi elektrik yüklərinin nizamlı hərəkətidir. Buna görə də deyə bilrik ki, vakuumda və ya mühitdə hərəkət edən istənilən yüklü zərrəcik öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır.

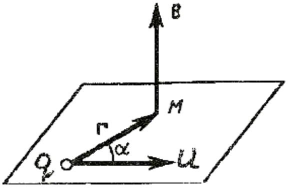
Elektrik sahəsi həm nisbi sukunətdə, həm də hərəkətdə olan elektrik yüklərinə təsir etdiyi halda maqnit sahəsi yalnız hərəkətdə olan yükə təsir edir. **Maqnit sahəsi hərəkət edən yüklü zərrəciyə və hərəkət halından asılı olmayaraq maqnit momentinə malik cisimlərə təsir edən qüvvə sahəsi olub elektomaqnit sahəsinin maqnit toplananıdır**. Maqnit induksiyası $\vec{B}$ fəzanın verilmiş nöqtəsində maqnit sahəsinin qüvvə xarakteristikası olan vektori kəmiyyət olub $\vec{V}$ sürəti ilə hərəkət edən q yükünə maqnit sahəsinin hansı qüvvə ilə təsir etdiyini müəyyən edir.

Qeyri relyativistik sürətlə sərbəst hərəkət (yükün sərbəst hərəkəti dedikdə onun sabit sürətlə hərəkəti başa düşülür) edən elektrik yükünün yaratdığı $\vec{B}$ sahəsini təyin etmək üçün Bio Savar Laplas qanunundan istifadə etmək olar. Bunun üçün $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}$ ifadəsində *Idl* hasilinin şəklini dəyişək. Məlum olduğu kimi, *j=I/S* onda *Idl=jSdl, Sdl=dV* və *j=nqu* olduğunu nəzərə alsaq, *Idl=nqudV* olar. *ndV=dN* *dV* həcmindəki yükdaşıyıcıların sayıdır. Onda *Idl=qudN* olar. Bu qiyməti $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}$ ifadəsində yerinə yazıb *dV* həcmindəki yüklərin *dN* sayına bölsək *u* sürəti ilə hərəkət edən bir elektrik

downloaded from KitabYurdu.org

yükünün yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyasını təyin edə bilərik:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q[\vec{u}\vec{r}]}{r^3} \qquad (20.1)$$



Şəkil 20.1.

(20.1) ifadəsinə görə $\vec{B}$ vektoru $\vec{u}$ və $\vec{r}$ vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır. $\vec{B}$ -nin istiqaməti sağ burğunun $\vec{u}$ -dan $\vec{r}$ -ə fırlanması zamanı onun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti ilə üst üstə düşür. Maqnit induksiyasının modulu bu ifadə ilə hesablanır:

$$\left|d\vec{B}\right| = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{qu\sin\alpha}{r^2} \qquad (20.2)$$

burada α- $\vec{u}$ və $\vec{r}$ vektorları arasındakı bucaqdır. (20.1) ifadəsini Bio Savar Laplas qanunu ilə müqayisə etsək görərik ki, hərəkət edən yük öz maqnit xassələrinə görə cərəyan elementinə ekvivalentdir. (20.1) ifadəsi $\vec{u}$ sürəti ilə hərəkət edən müsbət yükün maqnit induksiyasını müəyyən edir. Əgər hərəkət edən mənfi yükdürsə onda q-ni $-q$ ilə əvəz etmək lazımdır. $\vec{u}$ sürəti nisbi sürətdir, yəni müşahidəçiyə nəzərən sürətdir.

downloaded from KitabYurdu.org

2. Amper qanunu. Amper təcrübələr nəticəsində müəyyən etdi ki, $\vec{B}$ induksiyalı maqnit sahəsində yerləşmiş $Id\vec{l}$ cərəyan elementinə

$$d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B} \qquad (20.3)$$

(və ya $dF = BIdl\sin\alpha$ α - $\vec{B}$ ilə $d\vec{l}$ arasındakı bucaqdır) qüvvəsi təsir edir. Bu Amper qüvvəsinin ifadəsi olub, istiqaməti sol əl qaydası ilə tapılır.

3. Lorens qüvvəsi. Qeyd etdiyimiz kimi $\vec{B}$ induksiyalı maqnit sahəsində $\mathrm{I}d\vec{l}$ cərəyan elementinə

$$d\vec{F} = \mathrm{I}d\vec{l} \times \vec{B} \qquad (20.4)$$

Amper qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvənin meydana gəlməsi maqnit sahəsi tərəfindən naqildəki yükdaşıyıcılara təsir edən qüvvə ilə əlaqədardır. Bunu araşdıraq. Fərz edək ki, yükdaşıyıcının yükü *q*, onun istiqamətlənmiş hərəkətinin sürəti v, konsentrasiyası *n* olsun, onda

$$\mathrm{I} = \frac{dQ}{dt} = \frac{qdN}{dt} = \frac{qndV}{dt} = qnS\frac{dl}{dt} = qnS\mathrm{v} \qquad (20.5)$$

burada, $dQ = qdN$ - naqilin *dV=Sdl* həcminin yüküdür; *ndV=dN*- naqilin *dl*-uzunluğunda yükdaşıyıcıların sayıdır; $d\vec{l}$ - cərəyan istiqamətində yönəlib və müsbət yüklərin sürəti ilə üst üstə düşür. (20.5)-i (20.4)-də nəzərə alsaq, taparıq ki, $d\vec{F} = qdN\vec{\upsilon} \times \vec{B}$. Buradan bir yükə təsir edən qüvvə, Lorens qüvvəsi tapılır:

$$\vec{F}_L = \frac{d\vec{F}}{dN} = q\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B} \qquad (20.6)$$

Elektrik sahəsi də olduqda bu qüvvə aşağıdakı kimi ifadə edilir:

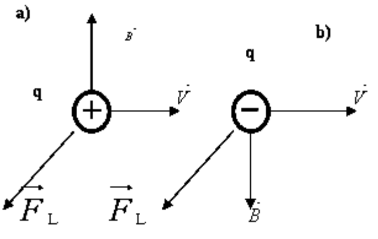
$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q\vec{\mathrm{v}} \times \vec{B} = q\left\{\vec{E} + \left[\vec{\upsilon}\vec{B}\right]\right\} \qquad (20.7)$$

downloaded from KitabYurdu.org

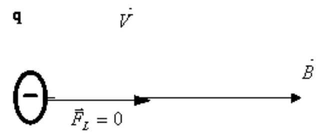
Bu ifadə **Lorens düsuru** adlanır. Lorens qüvvəsinin maqnit toplananının modulu:

$$F_L = qvB\sin\alpha \qquad (20.8)$$

burada, α- $\vec{V}$ və $\vec{B}$ vektorlarının istiqamətləri arasındakı bucaqdır. $\vec{B}$ induksiya xətlərinə perpendikulyar, $\vec{V}$ sürəti ilə hərəkət edən, müsbət yük üçün Lorens qüvvəsinin istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin edilir. Şəkil 20.2 a-da müsbət, 20.2b-də mənfi yük üçün Lorens qüvvəsinin istiqaməti təsvir edilmişdir. Şəkil 20.3-də $\vec{v}$ sürət və $\vec{B}$ induksiya vektorları kollineardırlar, buna görə də F_L=0.



Şəkil 20.2



Şəkil 20.3

4. Yüklü zərrəciyin maqnit sahəsində hərəkəti. Əgər yüklü zərrəcik maqnit sahəsində maqnit induksiya xətləri istiqamətində v sürəti ilə hərəkət edirsə, $\vec{V}$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı α bucağı 0 və ya π-yə bərabərdir. Onda yüklü zərrəciyə təsir edən maqnit qüvvəsi (20.8) düsturuna əsasən sıfıra bərabər olacaqdır, yəni yüklü zərrəciyə qüvvə təsir etmir, o düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir. Əgər yüklü zərrəciyin $\vec{V}$ sürəti $\vec{B}$ induksiya vektoruna perpendikulyardırsa, maqnit qüvvəsi qiymətcə sabit olub zərrəciyin hərəkət trayektoriyasına perpendikulyardır. Bu qüvvənin təsiri altında yüklü zərrəcik sürətə perpendikulyar istiqamətində olan təcil alır:

downloaded from KitabYurdu.org

$$a_n = \frac{F_m}{m} = \frac{q}{m}\upsilon B \qquad (20.9)$$

Bu qüvvə sürətin yalnız istiqamətini dəyişdirir, qiymətini isə dəyişmir. Bu halda yüklü zərrəcik radiusu $q\upsilon B = \frac{m\upsilon^2}{R}$ şərti ilə təyin olunan çevrə üzrə bərabər sürətlə hərəkət edəcəkdir. Onda zərəciyin hərəkət etdiyi çevrənin radiusu

$$R = \frac{m}{q}\frac{\upsilon}{B} \qquad (20.10)$$

düsturu ilə təyin edilir. Göründüyü kimi, çevrənin radiusu yüklü zərrəciyin sürətindən, sahənin maqnit induksiyasından və $\frac{q}{m}$ nisbətindən asılıdır. $\frac{q}{m}$ nisbəti xüsusi yük adlanır. Zərrəciyin tam bir dövrə sərf etdiyi zaman isə belə təyin edilir:

$$T = \frac{2\pi R}{\upsilon} = 2\pi\frac{m}{q}\frac{1}{B} \qquad (20.11)$$

(20.11) ifadəsindən göründüyü kimi, yüklü zərrəciyin maqnit sahəsindəki hərəkətinin periodu onun sürətindən asılı olmayıb, xüsusi yükün tərs qiymətindən və maqnit sahəsinin induksiyasından asılıdır.

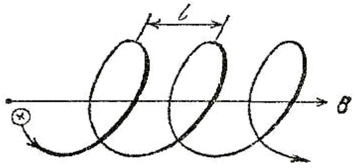
Əgər yüklü zərrəciyin sürət vektoru bircins maqnit sahəsinin induksiya vektoru ilə ixtiyarı α-bucağı əmələ gətirirsə yüklü zərrəciyin hərəkətini iki hərəkətin superpozisiyası kimi göstərmək olar. Bu iki hərəkətin toplanması nəticəsində oxu $\vec{B}$ vektoru istiqamətində olan spiral boyunca hərəkət yaranır. Spiralın addımı

$$l = \upsilon_{\text{II}} \cdot T = 2\pi\frac{m}{q}\frac{1}{B}\upsilon\cos\alpha \qquad (20.12)$$

düsturu ilə təyin olunur. Spiralın əmələ gəlməsi yükün işarəsindən asılıdır. Zərrəciyin yükü müsbət olduqda spiral saat

downloaded from KitabYurdu.org

əqrəbinin əks istiqamətində (şəkil 20.4), mənfi olduqda isə saat əqrəbi istiqamətində yaranır.



Şəkil 20.4

Əgər yüklü zərrəciyin sürət vektoru qeyri bircins maqnit sahəsinin istiqaməti ilə α-bucağı əmələ gətirirsə və maqnit sahəsinin induksiyası zərrəciyin hərəkəti istiqamətində artırsa, R və *l*-in qiyməti B-nin artması ilə azalır. Maqnit sahəsində yüklü zərrəciklərin fokuslanması buna əsaslanır. Yüklü zərrəciklərin fokuslanmasından elektron mikroskoplarında istifadə olunur.

5. Maqnit induksiya vektorunun sirkulyasiyası. Elektrik sahəsi intensivliyi vektorunun sirkulyasiyasına analoji olaraq maqnit induksiya vektorunun sirkulyasiyası anlayışı daxil edək. Maqnit sahəsinin induksiya vektorunun qapalı L konturu boyunca sirkulyasiyası aşağıdakı inteqrala deyilir:

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \oint_L B_L dl$$

burada $d\vec{l}$ - vektoru konturun elementar uzunluğu, B_L - $\vec{B}$ vektorunun konturun toxunanı istiqamətindəki toplananıdır.

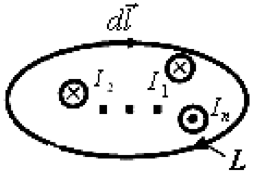
Bildiyimiz kimi, elektrostatik sahə üçün $\oint_L \vec{E}d\vec{l} = 0,$ yəni qapalı L konturu boyunca $\vec{E}$ vektorunun sirkulyasiyası sıfra bərabərdir. Göstərmək olar ki, **qapalı L konturu boyunca** $\vec{B}$

downloaded from KitabYurdu.org

vektorunun sirkulyasiyası, konturun ahətə etdiyi cərəyanların cəbri cəminin μ_0 -a hasilinə bərabərdir, yəni

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^{n} I_k \qquad (20.13)$$

Bu zaman, burğunun dəstəyi kontur boyunca fırlanarkən, sağ burğunun irəliləmə hərəkəti cərəyanın istiqaməti ilə üst üstə düşürsə cərəyanı müsbət hesab edəcəyik. Bizim halda (şəkil 20.5) bu, bizdən şəkill müstəvisinə doğru axan cərəyanlar olacaq və $\otimes$ ilə işarə ediləcək. Əks istiqamətdə axan cərəyanlar mənfi hesab olunacaqlar. Şəkil 20.5-də buzə doğru axan bu cərəyanlar dairənin mərkəzində nöqtələrlə işarə edilmişdir $\odot$. $\oint_L \vec{B}d\vec{l} \neq 0$ olduğundna maqnit sahəsi potensiallı sahə olmayıb burulğanlı sahə adlanır.



Şəkil 20.5

$\vec{B}$ vektorunun sirkulyasiyası haqqında teoremi (20.13) vakuumda maqnit sahəsi üçün **tam cərəyan qanunu** da adlandırırlar. Sirkulyasiya haqqında teoremi (20.13) selenoidin və toroidin maqnit sahəsinin induksiyasını hesablamaq üçün tətbiq etmək olar.

Maqnitostatika–sabit cərəyanların, onların yaratdığı sabit maqnit sahəsi vasitəsi ilə qarşılıqlı təsirini və bu halda maqnit sahəsinin hesablama üsullarını öyrənən klassik elektrodinamika bölməsidir. Maqnitostatika elektrostatika ilə birlikdə klassik elektrodinamikanın xüsusi hallarıdır: onlardan həm birlikdə, həm də ayrıca bir birindən asılı olmadan (elektrik və maqnit

downloaded from KitabYurdu.org

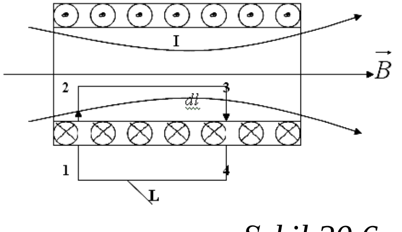
sahəsinin hesabatı ümumi elektrodinamik haldan fərqli olaraq qarşılıqlı əlaqəyə malik deyil) istifadə etmək olar.

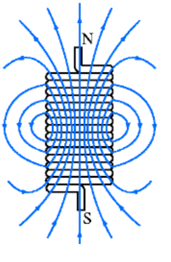
Maqnitostatikada istifadə edilən əsas tənliklər Bio-Savar-Laplas qanunu (cərəyan elementinin verilmiş nöqtədə yaratdığı maqnit sahəsinin qiyməti), maqnit sahəsinin sirkulyasiyası haqqında teorem, Lorens qüvvəsi və Amper qüvvəsi üçün ifadələrdir.

6. Solenoidin maqnit sahəsi. Böyük sayda sıx keçirici dolaq sarınmış silindirik karkas solenoid adlanır (şəkil 20.6). Fərz edək ki, solenoidin uzunluğu *l*, dolaqların sayı N-dir, onda $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^{n} I_k$, burada L- 12341 konturudur və ya

$$\int_1^2 \vec{B}d\vec{l} + \int_2^3 \vec{B}d\vec{l} + \int_3^4 \vec{B}d\vec{l} + \int_4^1 \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 NI$$

1-2 və 3-4 hissələrində $\vec{B} \perp d\vec{l}$ və $\vec{B}d\vec{l} = Bdl\cos\frac{\pi}{2} = 0$ olduğundan inteqrallar sıfra bərabərdir. 4-1 hissəsində də inteqral sıfra bərabərdir.





Şəkil 20.6

Belə ki, solenoiddən kənarda və uzaqda $\vec{B}$ induksiyası çox zəif olduğundan praktiki olaraq sıfra bərabərdir. Buna görə də

$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \int_2^3 \vec{B}d\vec{l} = \int_2^3 Bdl\cos 0^0 = \mu_0 NI$. Digər tərəfdən $\oint_L \vec{B}d\vec{l} = Bl$,

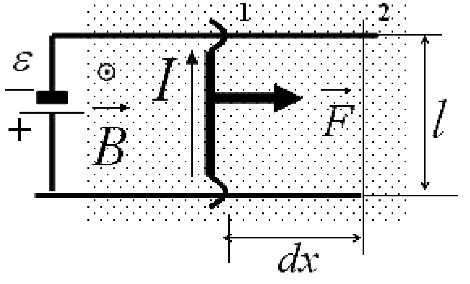
və buradan $Bl = \mu_0 NI$, beləliklə

downloaded from KitabYurdu.org

$$B = \mu_0 IN / l = \mu_0 nI \qquad (20.14)$$

burada n=N/*l*- solenoidin vahid uzunluğuna duşən dolaqların sayıdır. Solenoidin maqnit sahəsi onun oxu üzərində və orta hissədə bircinsdir.

6. **Maqnit sahəsində cərəyanlı çərçivənin və naqilin yerdəyişməsi zamanı görülən iş.** Maqnit sahəsində yerləşən və mütəhərrik hissəsi olan elektrik dövrəsinə baxaq. Amper qanununa görə bizə doğru yönəlmiş maqnit sahəsində (şəkil 20.7) cərəyanlı naqilə sağa yönəlmiş *F=IlB* qüvvəsi təsir edir. Əgər bu qüvvənin təsiri altında naqil dx qədər yerini dəyişərsə, onda $dA = Fdx = \mathrm{I}Bldx = \mathrm{I}BdS = \mathrm{I}d\Phi$ burada $d\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$-konturu kəsən maqnit selinin dəyişməsidir.



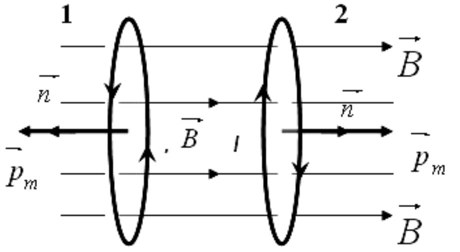
Şəkil 20.7

Beləliklə, maqnit sahəsinin gördüyü iş

$$dA = \mathrm{I}d\Phi \qquad (20.15)$$

Cərəyanlı konturun yerdəyişməsi və fırlanması zamanı görülən iş də (20.15) ifadəsi ilə hesablanır. Xüsusi halda, cərəyanlı konturun bircins maqnit sahəsində $\overrightarrow{p_m}$ və $\vec{B}$ vektorlarının əks istiqamətlərə yönəldiyi 1 vəziyyətindən, $\overrightarrow{p_m}$ və $\vec{B}$ vektorlarının eyni istiqamətlərə yönəldiyi 2 vəziyyətinə (şəkil 20.8) fırlanması zamanı görülən iş $A = \mathrm{I}(\Phi_2 - \Phi_1)$ -ya bərabərdir.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 20.8

$$\Phi_1 = \vec{B}\vec{S} = BS\cos\pi = -BS; \qquad \Phi_2 = \vec{B}\vec{S} = BS\cos 0 = BS$$

onda,

$$A = \mathrm{I}\left[BS - \left(-BS\right)\right] = 2\mathrm{I}BS = 2p_m B \qquad (20.16)$$

Qeyd edək ki, bu iş maqnit sahəsinin hesabına deyil, cərəyan mənbəyinin enerjisi hesabına görülür.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 21
Elektromaqnit induksiya hadisəsi

1. Elektromaqnit induksiya hadisəsi. Yuxarıdakı mövzularımızda gördük ki, **e**lektrik cərəyanı öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Bunun əksi olan hadisə də mövcuddur. Zamana görə dəyişən maqnit sahəsi elektrik cərəyanı yaradır (induksiyalayır). Bu hadisə 1831-ci ildə Faradey tərəfindən kəşf edilmiş və **elektromaqnit induksiyası** hadisəsi, bu zaman yaranan cərəyan isə induksiya cərəyanı adlanır. Elektromaqnit induksiya qanunu belə səslənir: **konturda maqnit selinin dəyişməsi zamanı əks işarə ilə götürülmüş maqnit selinin dəyişmə sürətinə mütənasib induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi yaranır**, yəni

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad (21.1)$$

(21.1)-dəki “**-**” işarəsini **Lens qanunu** izah edir: **induksiya cərəyanı həmişə elə yönəlir ki, onu yaradan səbəbə əks təsir göstərsin.** Fərz edək ki, maqnit seli aşağıdakı qanunla dəyişir:

$$\Phi = \Phi_m \sin(\omega t + \varphi) = \Phi_m \sin(2\pi \nu t + \varphi) \qquad (21.2)$$

Bu zaman yaranan induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi

$$\varepsilon_i = -\Phi_m \omega \cos(\omega t + \varphi) = -\varepsilon_m \cos(\omega t + \varphi) \qquad (21.3)$$

kimi dəyişəcəkdir. Burada ω - tsiklik tezlik, *ν=1/T*-tezlik, *t*-zaman, Φ_m -maqnit selinin amplitud qiyməti, $\varepsilon_m = \Phi_m \omega$ - induksiya EHQ amplitudu, φ -başlanğıc fazadır. (21.2) və (21.3) funksiyalarının qrafiki şəkil 21.1 və şəkil 21.2-də göstərilmişdir. Əgər EHQ induksiyalanan kontur N dolaqdan ibarətdirsə, onda konturun EHQ, ayrılıqda hər bir dolaqda induksiyalanan EHQ cəminə bərabərdir, yəni

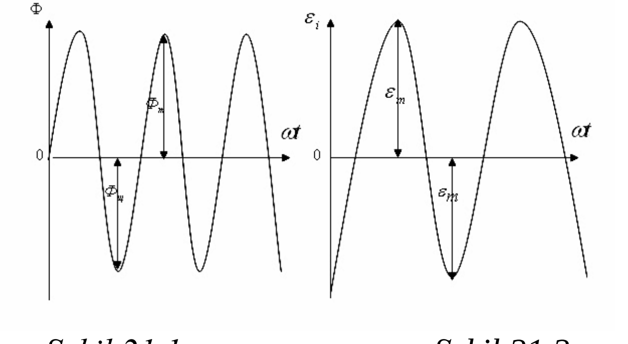
$$\varepsilon_i = -\sum_{i=1}^{N} \frac{d\Phi_i}{dt} = -\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^{N} \Phi_i \qquad (21.4)$$

downloaded from KitabYurdu.org

$\psi = \sum_{i=1}^{N} \Phi_i = N\Phi$ kəmiyyəti tam maqnit seli adlanır, beləliklə

$$\varepsilon_i = -d\psi / dt \qquad (21.5).$$

Induksiya cərəyanından müxtəlif texniki qurğularda müxtəlif məqsədlərlə istifadə etmək olar.



Şəkil 21.1 *Şəkil 21.2*

2. Öz özünə induksiya hadisəsi. Elektromaqnit induksiya hadisəsi konturu kəsən maqnit selinin dəyişdiyi bütün hallarda müşahidə edilir. Xüsusi halda, bu maqnit seli, baxılan konturun özündən axan cərəyanla yaradıla bilər. Bu konturda I cərəyanın dəyişməsi zamanı həmçinin, tam maqnit seli ψ də dəyişir ki, bunun da nəticəsində konturda ε_{oz-oz} öz özünə induksiya EHQ induksiyalanır. Bu hadisə öz-özünə induksiya adlanır. Bir halda ki, $\psi = N\Phi$, və $\Phi \sim B$, $B \sim I$ onda, $\psi \sim I$, yəni

$$\psi = LI, \qquad (21.6)$$

burada L-konturun induktivliyi adlanır. BS-də induktivlik vahidi olaraq 1Hn qəbul edilmişdir. Ümumi halda tapa bilərik ki,

$$\varepsilon_{oz-oz} = -\frac{d\psi}{dt} = -(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}) \qquad (21.7)$$

downloaded from KitabYurdu.org

Əgər cərəyanın dəyişməsi zamanı konturun L induktivliyi dəyişmirsə, onda

$$\varepsilon_{OZ-OZ} = -LdI/dt \qquad (21.8)$$

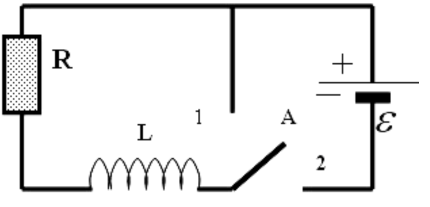
Solenoid üçün

$$L = \mu_0 \mu n^2 lS = \mu_0 \mu n^2 V \qquad (21.9)$$

burada $V=lS$ solenoidin həcmi, n-solenoidin vahid uzunluğuna düşən dolaqların sayıdır.

3. Flüksimetr. Maqnit sahəsinin intensivliyinin ölçülməsinin sadə və əlverişli metodu elektromaqnit induksiyası hadisəsinə əsaslanmışdır. Ballistik qalvanometrin meyli ondan keçən *q* yükü ilə mütənasib olduğundan, o bu yükü ölçməyə imkan verir. Sonra isə $q = -\frac{1}{R}\int_0^t \frac{d\Phi}{dt}dt = \frac{\Phi}{R}$ ifadəsinə əsasən *Φ* maqnit selini və sonra *B* induksiyasını hesablamaq olar. *Φ* maqnit selini və sonra *B* induksiyasını ölçməyə imkan verən dolaq **flüksimetr** adlanır. Cihazı elə dərəcələmək olar ki, o birbaşa *Φ* maqnit selini və ya *B* induksiyasını göstərsin.

4. Dövrənin açılması zamanı yaranan cərəyan. Şəkil 21.3-də A açarını 2 vəziyyətindən 1 vəziyyətinə keçirərək dövrəni açaq.



Şəkil 21.3

Onda $IR = \varepsilon_{OZ-OZ} = -LdI/dt$ buradan

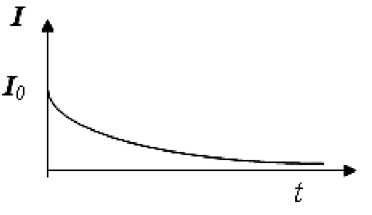
downloaded from KitabYurdu.org

$$\frac{dI}{dt}+\frac{R}{L}I=0 \qquad (21.10)$$

Bu, $\frac{dI}{I}=-\frac{R}{L}dt$ xətti bircins differensial tənliyin həlli

$$\mathrm{I}=\mathrm{I}_0\exp(-\frac{R}{L}t) \qquad (21.11)$$

şəklində olacaqdır, burada $I_0=\frac{\varepsilon}{R}$. Dövrənin açılması zamanı cərəyanın dəyişməsi qrafiki şəkil 21.4-dəki kimi olacaqdır.



Şəkil 21.4

5. Dövrənin qapanması zamanı yaranan cərəyan. A açarını 2 vəziyyətinə qoyaraq (şəkil 21.3) dövrəni qapayaq. Dövrənin yeni halı üçün Om qanununa uyğun olaraq $\mathrm{I}R=\varepsilon+\varepsilon_{OZ-OZ}=\varepsilon-LdI/dt$ və ya

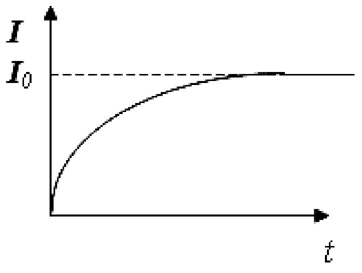
$$\frac{dI}{dt}+\frac{R}{L}I=\frac{\varepsilon}{L} \qquad (21.12)$$

Bu xətti qeyri bircins birinci tərtib differensial tənlikdir. Onun həlli

$$I=I_0[1-\exp(-\frac{R}{L}t)] \qquad (21.13)$$

şəklindədir. Burada $\mathrm{I}_0=\frac{\varepsilon}{R}$, ε -mənbənin EHQ, R-dövrənin müqavimətidir. Dövrənin qapanması zamanı cərəyanın dəyişməsi qrafiki şəkil 21.5-də göstərilmişdir.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 21.5

6. Cərəyanın maqnit enerjisi. Maqnit sahə enerjisinin sıxlığı. Konturda cərəyanın artması zamanı onda öz özünə induksiya EHQ yaranır və Om qanunu belə yazılır: $I = \left(\mathcal{E} + \mathcal{E}_{oz-oz}\right)/ R_s$, burada $\mathcal{E}_{oz-oz} = -L\dfrac{dI}{dt}$, buradan

$$\mathcal{E} = IR + L\frac{dI}{dt}.$$

dt-müddətində cərəyan mənbəyinin tam işi $dA = I\mathcal{E}dt = I^2Rdt + LIdI$ olar. Burada I^2Rdt - qızmaya sərf olunan iş, cərəyan mənbəyinin işinə əlavə olunan $LIdI$ -isə dövrədə induksiya hadisəsi ilə əlaqədar olan işdir. Dövrədə cərəyanın 0-dan I-yə qədər artması üçün sərf olunan bütün iş

$$A = \int_0^I LIdI = LI^2/2 \tag{21.14}$$

bərabərdir. Bu iş maqnit sahəsinin enerjisinə bərabər olacaqdır, yəni

$$W = LI^2/2 \tag{21.15}$$

L induktivliyi (21.9) ifadəsi ilə təyin edilən solenoid üçün

$$W = \frac{1}{2}\mu_0\mu n^2VI^2 = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu\mu_0}V \tag{21.16}$$

downloaded from KitabYurdu.org

burada $B=\mu_0\mu H=\mu_0\mu nI$. Maqnit sahəsi enerjisinin həcmi sıxlığı isə

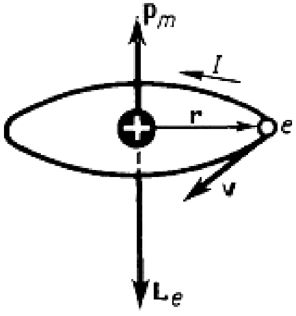
$$w=W/V=B^2/2\mu_0\mu=BH/2 \qquad (21.17)$$

Enerji sıxlığı BS-də C/m^3-ilə ölçülür.

7. Elektronun, atomun və molekulun maqnit momenti. Maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə və hərəkət edən yükə təsirinə baxarkən biz maddədə baş verən proseslərlə maraqlanmırdıq (mühitin xassəsi formal olaraq maqnit nüfuzluğunun köməkliyi ilə nəzərə alınır). Mühitin maqnit xassələrini və onların maqnit induksiyasına təsirini öyrənmək üçün maqnit sahəsinin maddənin atom və molekullarına təsirinə baxaq.

Təcrübə göstərir ki, maqnit sahəsində yerləşən bütün maddələr maqnitlənirlər. Əsasında istənilən maddənin atom və molekullarında elektronun hərəkəti ilə şərtlənən mikroskopik cərəyanların olması duran Amper hipotezini əsas götürərək bu hadisənin səbəbinə atom və molekulların quruluşu nöqteyi nəzərindən baxaq.

Maqnit hadisələrini keyfiyyətcə izah etmək üçün fərz edək ki, elektron atomda dairəvi orbit üzrə hərəkət edir (şəkil 21.6).



Şəkil 21.6

Bu orbitlərdən biri üzrə hərəkət edən elektron, dairəvi cərəyana ekvivalentdir. Buna görə də o $\vec{p}_m=\mathrm{I}S\vec{n}$ **orbital maqnit momentinə** malikdir, onun modulu

$$p_m=\mathrm{I}S=e\nu S \qquad (21.18)$$

burada $\mathrm{I}=e\nu$ -cərəyan şiddəti, ν -elektronun orbit boyunca fırlanma tezliyi, S-orbitin sahəsidir. Əgər elektron saat əqrəbi

downloaded from KitabYurdu.org

istiqamətində hərəkət edirsə, onda cərəyan saat əqrəbinin əksinə yönəlib və p_m vektoru sağ burğu qaydasına görə elektronun orbitinin müstəvisinə perpendikulyar yönəlmişdir. Digər tərəfdən orbit üzrə hərəkət edən elektron mexaniki impuls momentinə $\vec{L}_e$ malikdir ki, onun da modulu

$$L_e = m\upsilon r = 2m\nu S \qquad (21.19)$$

burada $\upsilon = 2\pi\nu r$, $\pi r^2 = S$. $\vec{L}_e$ vektoru (onun istiqaməti də sağ burğu qaydasına tabedir) elektronun orbital mexaniki momenti adlanır.

Şəkil 21.6-dan göründüyü kimi $\vec{p}_m$ və $\vec{L}_e$ əks istiqamətlərə yönəlmişlər, buna görə də (21.18) və (21.19) ifadələrini nəzərə alsaq

$$\vec{p}_m = -\frac{e}{2m}\vec{L}_e = g\vec{L}_e \qquad (21.20)$$

burada

$$g = -\frac{e}{2m} \qquad (21.21)$$

orbital momentlərin **qiromaqnit nisbəti** adlanır. “-” işarəsi momentlərin əks istiqamətdə yönəldiyini göstərir.

Qiromaqnit nisbəti yoxlamaq üçün ilk təcrübə Eynşteyn və de-Qaaz tərəfindən aparılmışdır. Bu təcrübədə solenoid dəyişən cərəyan mənbəyi ilə birləşdirilmiş və onun içərisinə elastiki məftildən asılmış nazik dəmir çubuq salınmışdır. Solenoiddən cərəyan keçdikdə çubuq maqnitlənir və sistemin tam maqnit momentinin sabit qalması üçün dəmir çubuq solenoid daxilində fırlanmalıdır. Maddənin maqnitlənməsi nəticəsində onun maqnit sahəsində fırlanması hadisəsi **maqnito mexaniki effekt** adlanır. Eynşteyn və de-Qaaz qiromaqnit nisbət üçün (21.21)-də gözlənilən qiymətdən iki dəfə böyük qiymət almışdır.

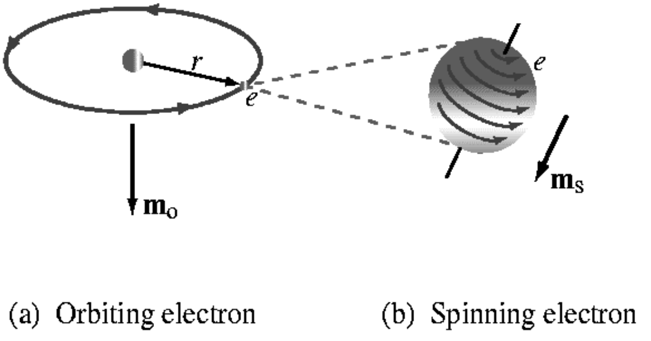
Barnet isə dəmir çubuğu öz oxu ətrafında böyük sürətlə fırlatmış və bu zaman yaranan maqnitlənməni ölçmüşdür.

downloaded from KitabYurdu.org

Maddənin fırlanması nəticəsində maqnitlənməsi hadisəsi **mexaniki maqnit effekti** adlanır. Bu təcrübədə Barnet də qiromaqnit nisbət üçün (21.21)-də göznəlinən qiymətdən iki dəfə böyük qiymət almışdır.

Sonralar məlum oldu ki, elektronun orbital momentindən başqa məxsusi momenti də vardır. Əvvəlcə elektronların məxsusi momentlərinin olmasını onun nüvə ətrafında fırlanmasından başqa həm də öz oxu ətrafında fırlanması (şəkil 21.7) ilə izah edirdilər. Elektronun öz oxu ətrafında fırlanması nəticəsində malik olduğu maqnit momentinə **məxsusi maqnit momenti** deyilir və p'_m (və ya p_{mS} **)** ilə işarə olunur. Elektronun öz oxu ətrafında fırlanması nəticəsində malik olduğu mexaniki impuls momentinə onun **spini** deyilir və L' (və ya L^S **)** ilə işarə olunur.

Müasir nəzəriyyəyə görə elektronun spini onun öz oxu ətrafında fırlanması ilə əlaqədar olmayıb, ona xas olan bir xüsusiyyətdir. Yəni, elektronun kütləsi, yükü olduğu kimi spini də vardır. Bütün elementar zərrəciklərin spini vardır.



Şəkil 21.7

downloaded from KitabYurdu.org

Atomun ümumi maqnit momenti atoma daxil olan elektronların orbital və spin maqnit momentlərinin cəminə bərabərdir:

$$\vec{p}_a = \sum \vec{p}_m + \sum \vec{p}_{ms} \qquad (21.22)$$

Nüvənin maqnit momenti minlərlə dəfə kiçik olduğundan onları nəzərə almamaq olar.

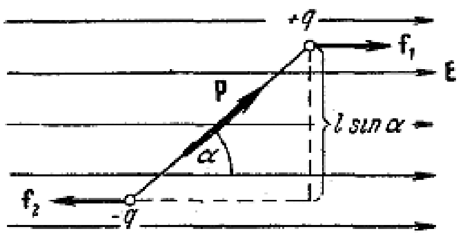
Molekul atomlardan təşkil olunduğu üçün molekulun maqnit momenti atomların maqnit momentlərinin cəminə bərabərdir.

Atom və molekulların maqnit momentlərinə malik olması Ştern və Herlax tərəfindən təcrübi yolla təyin edilmişdir.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 22
Maddə daxilində statik elektrik sahəsi

1. Xarici elektrostatik sahədə dipolun enerjisi. Əgər dipolu bircins elektrik sahəsində yerləşdirsək dipolu əmələ gətirən +q və -q yüklərinə işarəcə əks, qiymətcə bərabər qüvvələr təsir edəcəkdir (şəkil 22.1).



Şəkil 22.1

Bu qüvvələr qolu $lsin\alpha$ olan, yəni dipolun sahəyə nisbətən yönəlməsindən asılı cüt qüvvələri əmələ gətirir. Modulu qE olan hər bir qüvvəni qola vurmaqla dipola təsir edən cüt qüvvənin momentini alarıq:

$$M=qE\,lsin\alpha=pEsin\alpha \qquad (22.1)$$

Burada p -dipolun elektrik monentidir. (22.1) ifadəsini vektori şəkildə yaza bilərik

$$\vec{M}=\left[\vec{p}\vec{E}\right] \qquad (22.2)$$

(22.2) momenti dipolu elə döndərməyə çalışır ki, p momenti sahə istiqamətində yönəlsin. p və E vektorları arasındakı bucağı dα qədər artırmaq üçün elektrik sahəsində dipola təsit edən qüvvələrə qarşı $dA=M\,d\alpha = pEsin\alpha\,d\alpha$ işini görmək lazımdır. Bu iş dipolun elektrik sahəsində malik olduğu potensial enerjinin artmasına sərf olunur.

$$dW= pEsin\alpha\,d\alpha \qquad (22.3)$$

downloaded from KitabYurdu.org

bunu inteqrallamaqla dipolun elektrik sahəsində malik olduğu enerji üçün ifadəni alarıq:

$$dW = -\ pE\cos\alpha + const$$

nəhayət *const=0* qəbul etsək alarıq:

$$dW = -\ pE\cos\alpha = -pE \qquad (22.4)$$

const üçün belə qiyməti seçməklə fərz edirik ki, dipol sahəyə perpendikulyar yönəldikdə enerjisi sıfra bərabər olur. –pE bərabər olan ən kiçik qiyməti dipol sahə istiqamətində yönəldikdə, pE bərabər olan ən böyük qiyməti sahənin əksinə yönəldikdə malik olur. Qeyd edək ki, qeyri bircins sahədə dipola fırlanma momentindən başqa, dipolu daha güclü sahə oblastına çəkən, və ya itələyən qüvvə də təsir göstərir.

2. Dielektriklərin polyarlaşması. Bütün çisimlər, o çümlədən dielektriklər atom və ya molekullardan təşkil olunmuşdur. Müsbət yüklər atomun nüvəsində, mənfi yüklər isə atomun elektron təbəqələrində paylanırlar. Atom və molekulların nüvələrinin müsbət yükü, elektronların yüklərinin çəminə bərabər olduğuna görə atom və molekul normal şəraitdə elektrik cəhətdən neytraldır. Əgər molekulun nüvəsinin müsbət yüklərinin, müsbət yüklərin «ağırlıq» mərkəzində, bütün mənfi yüklərin (elektronların) isə mənfi yüklərin «ağırlıq» mərkəzində yerləşdiyini fərz etsək, molekula dipol momenti $P=ql$ olan elektrik dipolu kimi baxmaq olar. Xarici elektrik sahəsi olmadıqda müsbət və mənfi yüklərin «ağırlıq» mərkəzləri üst üstə düşürsə, belə molekulların simmetrik quruluşu vardır. Deməli, belə molekulların dipol momenti sıfra bərabərdir. Belə dielektriklərin molekulu **qeyri polyar molekula** adlanır. Belə dielektriklərə misal olaraq N_2, H_2, O_2, CO_2, CH_4 və s. göstərmək olar. Xariçi elektrik sahəsinin təsiri altında qeyri polyar molekulun yukləri bir birinə əks istiqamətdə yerini dəyişir (müsbət yüklər sahə istiqamətində, mənfi yüklər sahənin əks istiqamətində) və molekulda dipol momenti yaranır. Bu dipol momenti xarici elektrik sahəsinin intensivliyi ilə düz mütənasibdir:

downloaded from KitabYurdu.org

$$\vec{P} = \beta\varepsilon_0\vec{E} \qquad (22.5)$$

burada β - polyarlaşma əmsalı adlanır.

Bəzi dielektriklərdə molekulların assimmetrik quruluşu vardır. Belə molekullarda müsbət və mənfi yüklərin «ağırlıq» mərkəzləri üst üstə düşmür. Buna görə də, xarici elektrik sahəsi olmadıqda belə molekulların dipol momenti sıfırdan fərqli olur. Belə dielektriklərin molekulları **polyar molekullar** adlanır. Belə dielektriklərə misal olaraq, H_2O, NH_3, SO_2, CO, və s. göstərmək olar. Xarici elektrik sahəsi olmadıqda polyar molekulların dipol momentləri istilik hərəkəti nəticəsində fəzada xaotik yerləşir və onların yekun dipol momenti sıfra bərabər olur. Belə dielektriki xarici elektrik sahəsinə daxil etdikdə, sahə qüvvələri dipolları sahə istiqamətində döndərməyə çalışacaqdır.

Bəzi dielektriklərin molekullarının ion quruluşu vardır (NaCl, KC1, KBr, ...). İon kristallarının fəza qəfəsində müxtəlif işarəli ionlar bir birini ardıcıl olaraq əvəz edirlər. Bu kristallarda molekulları ayırmaq olmaz və kristal qəfəsi bir birinə geydirilmiş, əks işarəli ionlardan ibarət olan iki qəfəs kimi təsəvvür etmək olar. İon kristalını xarici elektrik sahəsinə daxil etdikdə kristal qəfəsi deformasiya edir və dipol momenti yaranır.

Beləliklə, dielektriki xarici elektrik sahəsinə daxil etdikdə dipol momenti yaranır, yəni dielektrik polyarizə olunur. Xarici elektrik sahəsinin təsiri altında dipolların istiqamətləndirilməsi və ya elektrik sahəsinin təsiri altında sahə boyunca istiqamətlənmiş dipolların yaranması hadisəsi **dielektrikin polyarlaşması** adlanır. Polyarlaşmanın üç növü vardır: 1) elektron polyarlaşması, 2) ion polyarlaşması 3) dipol polyarlaşması.

Elektron və ya deformasiya polyarlaşması qeyri polyar molekulalı dielektriklərdə müşahidə olunur. Bu proses zamanı atomların elektron orbitlərinin deformasiyası hesabına

downloaded from KitabYurdu.org

induksiyalanmış dipol momenti yaranır. İon polyarlaşması ion kristal qəfəsi olan dielektriklərdə yaranır. Bu zaman musbət ionların yerləşdiyi qəfəs sahə istiqamətində, mənfi ionların yerləşdiyi qəfəs isə sahənin əks istiqamətində yerini dəyişir (sürüşür) və bunun nəticəsində dipol momenti yaranır. Dipol polyarlaşması polyar molekulası olan dielektriklərdə müşahidə olunur və bu zaman molekulların dipol momentləri sahə istiqamətində düzülür. Aydındır ki, istilik hərəkəti molekulların tam düzülüşünə mane olur. Beləliklə, həm elektrik sahəsinin, həm də istilik hərəkətinin təsiri altında molekulların dipol momentləri sahədə müəyyən istiqamətdə düzülürlər. Elektrik sahəsinin intensivliyi böyük, temperatur aşağı olduqca molekulların istiqamətləndirilməsi daha qüvvətli olur.

3. Polyarlaşma vektoru. Polyarlaşma yükləri. Dielektrik nüfuzluğu. Dielektriki xarici elektrik sahəsinə daxil etdikdə onun dipol momenti sıfırdan fərqli olur, yəni polyarlaşır. Dielektrikin polyarlaşma dərəçəsini xarakterizə etmək üçün polyarlaşma vektoru anlayışından istifadə olunur. Dielektrikin vahid həcmindəki dipol momentlərinin cəminə bərabər olan kəmiyyətə polyarlaşma **vektoru deyilir** və $\vec{P}$ hərfi ilə işarə olunur. Tutaq ki, dielektrikin V həcmində yaranan dipol momentlərinin çəmi $\vec{P}_V$ -yə bərabərdir. Onda polyarlaşma vektoru üçün

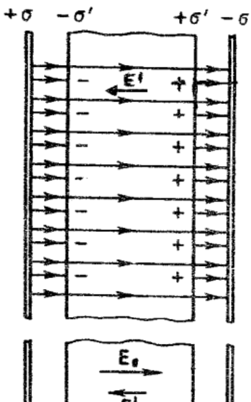
$$\vec{P} = \frac{\vec{P}_V}{V} = \frac{\sum_i \vec{P}_i}{V} \qquad (22.6)$$

ifadəsini alarıq. Burada $\vec{P}_i$ -i-ci molekulun dipol momentidir. Təcrübələr nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, dielektriklərin əksəriyyəti üçün polyarlaşma vektoru elektrik sahəsinin intensivliyindən xətti asılıdır. Dielektrik izotrop və xarici elektrik sahəsi çox qüvvətli olmadıqda

$$\vec{P} = \chi\varepsilon_0\vec{E} \qquad (22.7)$$

downloaded from KitabYurdu.org

yazmaq olar. Burada χ -maddənin **dielektrik qavrayıcılığı** adlanır və $\chi>0$. Dielektrikdə yaranan elektrik sahəsini təyin edək. Bunun üçün bircinsli dielektriki müsbət və mənfi səth sıxlığı ilə yüklənmiş iki sonsuz uzun paralel lövhələr arasında yerləşdirək (şəkil 22.2). Elektrik sahəsinin təsiri altında dielektrik polyarlaşır, yəni yüklərin yerdəyişməsi baş verir, müsbət yüklər sahə istiqamətində, mənfi yüklər isə sahənin əks istiqamətində yerlərini dəyişirlər. Bunun nəticəsində, xarici sahənin verilmiş istiqamətində, dielektrikin sağ tərəfində səthi sıxlığı σ' olan müsbət yük artıqlığı, sol tərəfində səthi sıxlığı σ' olan mənfi yük artıqlığı əmələ gəlir. Dielektrikin polyarlaşması nəticəsində yaranan bu yüklər **bağlı yüklər** adlanır. Dielektrikin xaricində olan yüklər **sərbəst yüklər** adlanır. Bağlı yüklərin əmələ gətirdiyi sahənin intensivliyini E' , sərbəst yüklərin əmələ gətirdiyi sahənin intensivliyini isə $\vec{E}_0$ ilə işarə edək.



Şəkil 22.2

E' sahəsi $\vec{E}_0$ -ın əks istiqamətində olduğuna görə elektrik sahəsinə dielektrik daxil etdikdə xarici sahənin intensivliyi azalar. Yekun elektrostatik sahənin intensivliyi

$$\left|\vec{E}\right| = \left|\vec{E}_0\right| - \left|\vec{E}'\right|$$

olur.

downloaded from KitabYurdu.org

$E' = \dfrac{\sigma'}{\varepsilon_0}$ olduğundan

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0} \qquad (22.8)$$

Bağlı yuklərin səthi sıxlığını təyin edək. (22.6) düsturuna əsasən dielektrikin tam dipol momneti

$$\vec{P}_V = \vec{P}V = \vec{P}Sd \qquad (22.9)$$

burada S-dielektrik daxil edilmiş mühiti əhatə edən lövhənin səthinin sahəsi, d-lövhənin qalınlığıdır. Digər tərəfdən, tam dipol momenti, bağlı yüklərin qiymətinin q'=σ'S yüklərin arasındakı d məsafəyə hasilinə bərabərdir:

$$P_V = q'd = \sigma' Sd \qquad (22.10)$$

(22.9) və (22.10) ifadələrinin müqayisəsindən alarıq:

$$\left|\vec{P}\right| Sd = \sigma' Sd \qquad \text{yəni} \qquad \left|\vec{P}\right| = \sigma' \qquad (22.11)$$

Deməli, bağlı yüklərin səthi sıxlığı polyarlaşma vektoruna bərabərdir. (22.8) ifadəsində (22.11) və (22.7)-ni nəzərə alsaq, dielektrik daxilindəki yekun sahənin intensivliyi aşağıdakı kimi təyin olunar:

$$E = E_0 - \chi E \qquad \text{və ya} \qquad E = \frac{E_0}{1+\chi} \qquad (22.12)$$

Məlum olduğu kimi, maddənin dielektrik nufuzluğu ε elektrik yuklərinin mühitdəki qarşılıqlı təsir quvvəsinin vakuumdakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən neçə dəfə az olduğunu göstərir($\varepsilon = \dfrac{F_0}{F}$).

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$$

düsturunua əsasən dielektrikdəki sahənin intensivliyi

downloaded from KitabYurdu.org

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon} \tag{22.13}$$

düsturu ilə təyin olunar. (22.12) və (22.13) düsturlarının müqayisəsindən alarıq:

$$\varepsilon = 1 + \chi \tag{22.14}$$

Deməli, ε dielektriki sahəyə daxil edildikdə elektrik sahəsinin onun hesabına neçə dəfə azaldığını göstərir.

4. Dielektriklərin elektrostatikasının əsas tənlikləri. Elektrik yerdəyişmə (elektrik induksiya) vektoru. (22.13) düsturuna əsasən elektrostatik sahənin intensivliyi mühitin xassələrindən asılıdır. Vakuumdan mühitə keçdikdə dielektrik nüfuzluğu neçə dəfə artırsa, intensivliyin normal toplananı bir o qədər dəfə azalır. İki dielektrik sərhəddində elektrostatik sahənin intensivliyinin normal toplananları dielektrik nüfuzluq əmsalları ilə tərs mütənasibdir, yəni intensivlik vektoru dielektriklərin sərhədindən keçdikdə sıçrayışla dəyişir. Bununla da elektrostatik sahənin hesablanması çətinləşir. Buna görə də, sahəni intensivlik vektoru ilə xarakterizə etmək mümkün olmadığından, **elektrik yerdəyişmə (elektrik induksiya) vektoru** anlayışı daxil etmək zərurəti lazım gəlir. İnduksiya vektoru D hərfi ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E} \tag{22.15}$$

(22.7) və (22.14) ifadələrindən istifadə etsək,

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \tag{22.16}$$

BS də D-nin vahidi $\frac{Kl}{m^2}$-dır. İnduksiya vektoru dielektrikin xassələrindən asılı deyildir. O, sərbəst yüklərin yaratdığı sahəni xarakterizə edir. Bağlı yüklər sərbəst yüklərin yenidən paylanmasına səbəb olduğundan, induksiya vektoru dielektrik olduqda sərbəst yüklərin yaratdığı elektrostatik sahəni xaratkerizə edir. İntensivlik $\vec{E}$ xətləri həm sərbəst, həm də

downloaded from KitabYurdu.org

bağlı yüklərdə başlaya və qurtara bilərlər. İnduksiya vektorunun $\vec{D}$ xətləri isə yalnız sərbəst yüklərdə başlaya və qurtara bilər. Sahənin bağlı yüklər olan yerindən induksiya vektorunun xətləri kəsilmədən keçir.

İnduksiya vektorunun seli üçün Ostroqradski Qauss teoreminə əsasən yazmaq olar:

$$\Phi_0 = \oint_S \left|\vec{D}\right| dS = \oint_S \left|\vec{D}_n\right| dS = \sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (22.17)$$

burada yalnız sərbəst yüklər nəzərə alınır. (22.17) düsturu dielektrikdəki elektrostatik sahə üçün Ostroqradski-Qaus teoremidir: **dielektrikdə elektrostatik sahənin induksiya vektorunun ixtiyari qapalı səthdən keçən seli həmin səthin daxilində olan sərbəst elektrik yüklərinin cəbri cəminə bərabərdir**.

Vakuum halında (ε=1) $D_n = \varepsilon_0 E_n$ olar. Onda ixtiyari qapalı səthdən keçən intensivlik seli

$$\oint_S \varepsilon_0 E_n dS = \sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (22.18)$$

olar. Dielektrik olan halda $\vec{E}$ intensivlikli sahə həm sərbəst, həm də bağlı yüklər tərəfindən yaradıldığına görə (22.18) ümumi şəkildə aşağıdakı kimi yazılar:

$$\oint_S \varepsilon_0 E_n dS = \sum_{i=1}^{n} q_i + \sum_{i=1}^{k} q_i^{bag} \qquad (22.19)$$

burada $\sum_{i=1}^{n} q_i + \sum_{i=1}^{k} q_i^{bag}$ -qapalı səthin əhatə etdiyi uyğun olaraq, sərbəst və bağlı yüklərin cəbri cəmidir.

5. $\vec{D}$ və $\vec{E}$ vektorları üçün sərhəd şərtləri. Dielektrikdəki elektrostatik sahə üçün Ostroqradski Qaus teoreminə (22.17) görə iki dielektrikin ayrılma sərhəddində

downloaded from KitabYurdu.org

(şəkil 22.3) $\vec{D}_{2n} = \vec{D}_{1n}$ buradan $\varepsilon_2 E_{2n} = \varepsilon_1 E_{1n}$. $\frac{D_{2\tau}}{\varepsilon_2} = \frac{D_{1\tau}}{\varepsilon_1}$,

buradan isə $E_{1\tau} = E_{2\tau}$

Şəkil 22.3

Beləliklə, iki dielektrikin ayrılma sərhəddində elektrik sahəsinin intensivliyinin toxunan toplananı kəsilmədən dəyişir, normal toplananı isə sıçrayıçla dəyişir.

Dielektrik və naqil arasındakı sərhəddə $E_t = 0$, normal toplanan isə $D_n = 4\pi\sigma$, σ- burada naqilin səthindəki yüklərin səthi sıxlığıdır (və ya $D=4\pi\sigma\ n$, burada n vahid normalı metaldan dielektrikə doğru yönəlmişdir). Nəzərə alsaq ki, dielektrikdə sahə intensivliyi $E_D = \frac{E}{\varepsilon}$ yəni, vakuuma nisbətən ε dəfə azdır, onda yüklərin dielektrikdəki qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən ifadələr fərqli şəklə malik olacaqlar:

Kulon qanunu $$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2}$$

Dielektriklə əhatə edilmiş nöqtəi q yükü sahəsinin intensivliyi

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon r^2}$$

Dielektriklə əhatə edilmiş nöqtəi q yükü sahəsinin potensialı

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon r}$$

Dielektriklə əhatə edilmiş yüklü müstəvinin sahəsinin intensivliyi $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}$

downloaded from KitabYurdu.org

Yüklənmiş müxtəlif işarəli iki müstəvi lövhə arasındakı sahəsinin intensivliyi $E = \dfrac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$

6. Dielektrikdə elektrik sahə enerjisinin sıxlığı. Əvvəlki mühazirələrimizdə kondensatorun enerjisini onun köynəklərindəki yüklə və ya sahənin intensivliyi ilə əlaqələndirmişdik. Buradan belə bir məntiqi sual yaranır: enerji harada lokallaşmışdır, enerjinin daşıyıcısı nədir-yük yoxsa sahə? Elektrostatika çərçivəsində bu suala cavab vermək mümkün deyil. Sabit sahə və onu yaradan yüklər ayrılıqda mövcud ola bilməzlər. Lakin, zamana görə dəyişən sahələr onu yaradan yüklərdən ayrılıqda mövcud ola və fəzada elektromaqnit dalğaları şəklində yayıla bilər. Təcrübə göstərir ki, elektromaqnit dalğaları enerji daşıyır. Bu fakt isə enerji daşıyıcısının sahə olduğunu qəbul etməyə əsas verir.

Əgər sahə bircinsdirsə (müstəvi kondensatorda olduğu kimi) ondakı enerji, fəzada sahənin enerjisinin, sahənin doldurduğu həcmə nisbətinə bərabər olan sabit sıxlıqla paylanmışdır:

$$w = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} \qquad (22.20)$$

Bu ifadə qeyri bircins sahə üçün də doğrudur. (22.15) ifadəsini nəzərə almaqla bu ifadəni aşağıdakı şəkildə yaza bilərik:

$$w = \frac{DE}{2} \qquad (22.21)$$

və ya

$$w = \frac{D^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} \qquad (22.22)$$

İzotrop dielektrikdə E və D vektorlarının istiqaməti üst üstə düşür. Buna görə də (22.21) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

downloaded from KitabYurdu.org

$$w = \frac{\vec{D}\vec{E}}{2}$$

Burada D –nin (22.16) ifadədəsini nəzərə alsaq *w* üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$w = \frac{\vec{E}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\varepsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2} \qquad (22.23)$$

Bu ifadədə birinci hədd vakuumda sahə enerjisinin sıxlığı ilə üst-üstə düşür. İkinci hədd dielektrikin polyarlaşmasına (molekulun tərkibinə daxil olan yüklərin elektrik sahəsinin təsiri altında öz vəziyyətlərinin dəyişməsinə) sərf olunan enerjidir.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 23

Maddə daxilində statik maqnit sahəsi

1. Maddələrin maqnitlənməsi. Maqnitlənmə vektoru. Maqnitizmə həsr edilmiş əvvəlki mühazirələrdə fərz edilirdi ki, cərəyan axaraq maqnit sahəsi yaradan naqil vakuumda yerləşir. Əgər cərəyan axan naqil hər hansı mühitdə yerləşərsə onda, maqnit sahəsi fərqli olacaqdır.

Xarici maqnit sahəsinin təsiri altında maqnit momentinə malik, yəni maqnitlənən hər bir maddə maqnetik adlanır. Maqnitlənməni kəmiyyətcə təsvir etmək üçün maqnetikin vahid həcminin maqnit momentinə bərabər olan **maqnitlənmə vektoru** anlayışı daxil edilir

$$\vec{J} = \frac{\vec{p}_m}{\Delta V} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_{ia}}{\Delta V} \qquad (23.1)$$

burada n- ΔV həcmində olan atomların (molekulların) sayı, $\vec{P}_m$ - ΔV həcmindəki atomların maqnit momenti, $\vec{p}_{ia}$ - i-ci atomun maqnit momentidir. BS-də maqnitlənmə A/m –lə ölçülür. Müəyyən edilmişdir ki, zəif sahələrdə

$$\vec{J} = \chi \vec{H} \qquad (23.2)$$

burada χ-ölçüsüz kəmiyyət olub maddənin **maqnit qavrayıcılığı** adlanır. Vakuum üçün və praktiki olaraq hava üçün (χ=0) H-maqnit sahəsinin intensivliyi olub makrocərəyanların maqnit sahəsini təsvir edir. Makrocərəyanları biz adətən sadəcə cərəyan adlandırırıq. Vakuum üçün

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \qquad (23.3)$$

downloaded from KitabYurdu.org

Maddədəki maqnit induksiya vektoru bütün makro- və mikrocərəyanların maddədə yaratdığı yekun maqnit sahəsini xarakterizə edir, yəni

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0\vec{H} + \mu_0\vec{J} \qquad (23.4)$$

(23.2)-ni nəzərə alsaq

$$\overrightarrow{B} = \mu_0\overrightarrow{H} + \mu_0\chi\overrightarrow{H} = \mu_0(1+\chi)\overrightarrow{H} = \mu_0\mu\overrightarrow{H} \qquad (23.5)$$

burada

$$\mu = 1 + \chi \qquad (23.6)$$

maddənin **maqnit nüfuzluğu** adlanıb ölçüsüz kəmiyyətdir. O maqnit sahəsinin maddədə neçə dəfə gücləndiyini göstərir. Yada salaq ki, ε-dielektrik nüfuzluğu elektrik sahəsinin maddədə neçə dəfə zəiflədiyini göstərirdi.

2. Maqnit sahə intensivliyi vektorunun sirkulyasiyası haqqında teorem. Əvvəlki, mühazirəmizdə göstərmişdik ki, vakuumda sahə üçün

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^{n} I_k \qquad (23.7)$$

Maddə daxilində sahə üçün $\vec{B}$ -nin sirkulyasiyası haqqında teorem belə yazılır:

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \mu_0(I + I'), \qquad (23.8)$$

burada I və $I^{/}$ uyğun olaraq L konturunun əhatə etdiyi makro- və mikrocərəyanların cəbri cəmidir. Göstərmək olar ki,

$$\oint_L \vec{J}d\vec{l} = I' \qquad (23.9)$$

downloaded from KitabYurdu.org

bunu nəzərə almaqla (23.8)-i belə yazmaq olar

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}\right) d\vec{l} = I \qquad (23.10)$$

və ya (23.4)-i nəzərə alaraq, taparıq $\dfrac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}$ və

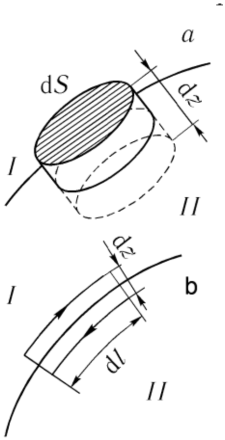
$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I$, burada $\mathrm{I} = \sum_{k=1}^{n} I_k$ - makro cərəyanların cəbri cəmidir. Nəticədə alarıq

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum_{k=1}^{n} I_k \qquad (23.11)$$

(23.11) ifadəsi $\vec{H}$ **vektorunun sirkulyasiyası haqqında teorem** olub belə səslənir: **istənilən qapalı L konturu üzrə** $\vec{H}$ **maqnit sahəsi intensivliyi vektorunun sirkulyasiyası konturun əhatə etdiyi makrocərəyanların cəbri cəminə bərabərdir.** $\vec{H}$ maqnit sahəsi intensivliyi vektoru, $\vec{D}$ elektrik yerdəyişməsinin anoloqu olub yalnız makrocərəyanlarla təyin edilir. (23.11)-dən göründüyü kimi H A/m-lə ölçülür.

3. İki maqnetik sistemində sərhəd şərtləri. Elektrostatikada olduğu kimi sərhəd şərtləri həm sahənin formal təsviri zamanı, həm də fiziki hadisəni başa düşmək üçün prinsipial olaraq vacibdir. Zəruri sərhəd şərtləri əsas tənliklərin özündən alınır. Iki mühitin ayrılma sərhəddinə baxaq və I və II mühitlərində yerləşmiş, oturacağının sahəsi dS olan kiçik silindir quraq (Şəkil 23.1 a).

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 23.1

Bu silindrin qapalı səthindən keçən maqnit induksiya seli $\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0$. Sonra hündürlük üçün dz→0 və dS oturacağını kifayət qədər kiçik hesab edərək, dS-i ixtisar etdikdən sonra alarıq

$$B_{In} = B_{IIn} \tag{23.12}$$

Bu ifadə formaca eletrostatika bölməsindəki sərhəd şərtlərinə oxşasa da mənası tamamilə fərqlidir: bu ifadə ixtiyari mühitdə təsir edən sahə üçün yazılmışdır. Ayrılma səthini, şəkil 23.1 b-də göstərildiyi kimi *dl* uzunluğuna malik iki tərəfi toxunan səthə paralel, dz uzunluğuna malik digər iki tərəfi perpendikulyar yerləşmiş kiçik müstəvi kontur ilə əhatə edək. Sirkulyasiya haqqında teoremə görə

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l} = i \cdot dl$$

Burada $i = dI / dl$ - kontur müstəvisinə perpendikulyar, səthi cərəyanların xətti sıxlığıdır. Yenidən *dl→0* fərz etsək və *dl* ixtisar etsək:

$$H_{I\parallel} - H_{II\parallel} = i_{\perp}$$

«$\parallel$»; «$\perp$» indeksləri şəkil 23.1 b–də kontur müstəvisinə nəzərən orientasiyanı müəyyən edir. Bu əməliyyatı sahənin əvvəlki toxunan müstəvidə perpendikulyar yönəlmiş komponenti üçün də təkrar etsək, alarıq

$$H_{I\tau} - H_{II\tau} = i \tag{23.13}$$

downloaded from KitabYurdu.org

Bunu vektori şəkildə də yaza bilərik

$$\vec{H}_{I\tau} - \vec{H}_{II\tau} = \left[i\vec{n}\right] \qquad (23.14)$$

Burada n-ayrılma səthinə normal vektordur. (23.13), (23.14) ifadələri, iki tərəfində $\vec{H}$ vektorunun tangensial proyeksiyası ölçülən, sonsuz nazik təbəqədə və ya daha dəqiq desək qalınlığı sıfırdan fərqli olan səth təbəqəsində səth cərəyanlarını nəzərdə tutur. Bəzən, məsələn, ifratkeçiricinin səthində, yalnız bu yolla məsələni sırf elektrodinamika məsələsinə gətirirlər; digər hallarda (23.14) ifadəsi daha sadə şəkil alır:

$$\vec{H}_{I\tau} = \vec{H}_{II\tau} \qquad (23.15)$$

Bir daha qeyd edək ki, elektrik və maqnit sahələri üçün sərhəd şərtləri formal olaraq oxşardırlar. Elektrik və maqnit sahələri müxtəlif təbiətli vektorların obyektləridir.

Hər şeydən əvvəl ideal keçiricinin səthində maqnit sahəsi üçün sərhəd şərtinə baxaq. Fərz edək ki, onun daxilində sahə sıfırdır; ifratkeçirici halında bu həmişə doğrudur (ifratkeçirici hala keçdikdə sahənin itələnməsi baş verir). Əgər (23.12) və (23.15) şərtlərini nəzərə alsaq, vakuumda keçiricinin sərhəddində sahə sıfra bərabər olmalıdır. Həqiqətdə, yalnız (23.12) şərti hər hansı modifikasiyaya yol vermir. Beləliklə, vakuumda bu cür keçiricinin səthində sahənin normal komponenti sıfra bərabərdir. Bu tangensial toplanana aid deyil; sadəcə (23.14) şərtindən alınır ki, keçiricinin səthində cərəyanların müəyyən paylanması baş verir. Vakuumda sahə bu səthə toxunan yönəlir.

Burada elektrostatikadan fərqli olaraq vakuumda $B_\tau \neq 0,\ B_n = 0$. Onda müstəvi keçirici səthdə maqnitin şimal qütbü güzgüdə şimal qütbü, cənub isə cənub qütbü kimi əks olunacaq. Düz cərəyanlı naqil, cərəyanı əks istiqamətdə axan düz naqil kimi əks olunacaqdır, buna görə də keçirici müstəvidən itələnəcəkdir.

downloaded from KitabYurdu.org

Keçirici olmayan maqnetik halında (23.12) və (23.15) şərtləri doğrudur. Onlar xüsusi halda maqnetik maddəsində sahə və induksiyanı təyin etmək imkanı verir.

Fərz edək ki, maqnetikin həcmində ölçü zondunu daxil etməyə imkan verən kiçik yarıq açmışıq. Yarıq o qədər kiçik olmalıdır ki, maqnetikdə sahəni təhrif etməsin və qüvvə xətlərinə perpendikulyar yönəlmiş nazik müstəvi təbəqə formasına malik olsun. Onda yarığın daxilində bu lövhənin kənarlarının təsirini nəzərə almamaq olar və müstəvi səthdə (23.12) sərhəd şərti doğrudur. Beləliklə, yarığın daxilində $\vec{B}$ induksiyası maqnetikin həcmindəki induksiyaya bərabər olmalıdır.

Bu fikri təcrübəni yenidən təkrar edək, yalnız yarığı indi elə kəsək ki, qüvvə xətləri təbəqə müstəvisində olsun və ya daha dəqiq desək, təbəqənin müstəvisi verilmiş nöqtədə qüvvə xətlərinə toxunan müstəvi ilə üst üstə düşsün. Onda, (23.15) sərhəd şərtinə əsasən deyə bilərik ki, nazik yarıqda ölçülən sahə elə yönəlib ki, maqnetik daxilindəki sahə ilə üst üstə düşür.

Əgər bu ölçmələr reallıqda aparılırsa yarıqlar və zondlar lazımı yerlərdə əvvəlcədən hazırlanır. Qəbul etmək lazımdır ki, yalnız həndəsi forması kifayət qədər sadə olan, $\vec{B}$ və $\vec{H}$ xətləri üst üstə düşən, sahələrlə işləmək lazımdır. $\vec{B}$ və $\vec{H}$ vektorları maqnit sahəsində maddənin halının parametrləri kimi qəbul edilir. Maqnetiklərin termodinamikası bu anlamda qurulur.

4. Maddədə maqnit sahə enerjisinin sıxlığı. Əvvəlki mühazirələrimizdə qeyd etmişdik ki, L induktuvlikli sarğacda, I cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsinin enerjisi

$$W = LI^2/2 = \Phi \mathrm{I}/2 = \Phi^2/2L \qquad (23.16)$$

kimi təyin edilir. L induktivlikli, maqnit içlikli uzun solenoid üçün

downloaded from KitabYurdu.org

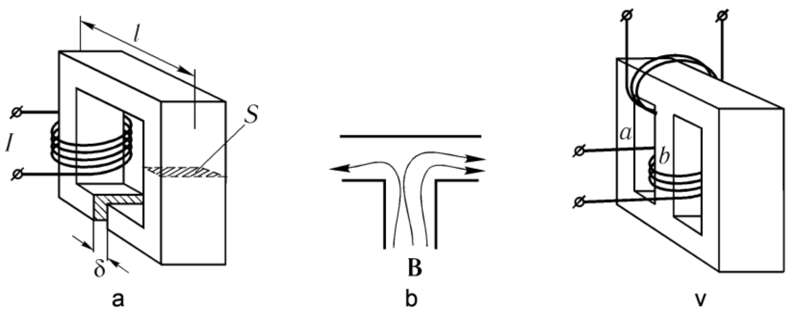
$$W = \frac{1}{2}\mu_0 \mu n^2 V I^2 = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu\mu_0}V \qquad (23.17)$$

burada $B = \mu_0 \mu H = \mu_0 \mu n I$, V –solenoidin həcmidir. Bu ifadə göstərir ki, maqnit enerjisi sarğacın cərəyan axan dolaqlarında deyil, maqnit sahəsinin yarandığı bütün həcmdə toplanmışdır. Maqnit sahəsi enerjisinin həcmi sıxlığı

$$w = W / V = B^2 / 2\mu_0 \mu = BH / 2 \qquad (23.18)$$

Maksvell göstərmişdir ki, uzun solenoidin maqnit enerjisinin həcmi sıxlığı üçün burada çıxarılmış ifadə istənilən sahələr üçün doğrudur. Enerji sıxlığı BS-də C/m^3-ilə ölçülür.

5. Maqnit dövrələri. Fərz edək ki, maqnityumşaq materialdan hazırlanmış qapalı içlik verilmişdir (şəkil 23.2). Uyğun olaraq $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ ifadəsindən istifadə edək ($\mu \succ\succ 1$). İçliyin uzunluğu *l*, en kəsiyi S, boşluğun eni δ olsun. Fərz edilir ki, $l \succ\succ S^{1/2} \succ\succ \delta$. Dolaqdakı sarğıların sayı *N*, dolaqdan axan cərəyan şiddəti *I* olsun. Boşluqdakı sahəni təyin edək.



Şəkil 23.2

Göstərilən bərabərsizliklərin hər biri prinsipial olaraq vacibdir. Belə ki, $l \succ\succ S^{1/2}$ şərti imkan verir ki, sahənin en kəsiyinə görə profilini nəzərə almayaq; $S^{1/2} \succ\succ \delta$ şərti isə

downloaded from KitabYurdu.org

boşluqdakı sahəyə birölçülü kimi baxmağa, kənarların təsirini nəzərə almamağa imkan verir. $\mu \succ\succ 1$ şərti xüsusi rol oynayır. Bu o deməkdir ki, içlikdə $\vec{B} \succ\succ \mu_0 \vec{H}$. Yan sərhədlərindən keçən zaman $H_\tau \cong H$ kəmiyyəti saxlanılır, yalnız içlikdən kənarda induksiya onun daxilindəkindən az olacaqdır: $B_{xar} = \mu_0 H \prec\prec B$. Bundan əlavə fərz edilir ki, içliyin maqnit nüfuzluğu vahiddən o qədər böyükdür ki, hətta içliyin əhatə ediyi maqnit seli $\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} \approx BS$ onun xaricindəki seldən $\Phi_{xar} = \int_S \vec{B}_{xar} d\vec{S}_{xar}$ çox çox böyükdür. Axırıncı fərziyəni belə başa düşmək lazımdır ki, "sahənin səpilməsi baş vermir".

Qeyd etmək lazımdır ki, məhz $\Phi \succ\succ \Phi_{xar}$ şərtinin ödənilməsi üçün sarğaclarda ferromaqnit içliklərdən istifadə edilir. Bu o məsələlərdə xüsusilə vacibdir ki, elektromaqnit induksiyası effekti daha əhəmiyyətlidir məsələn, transformatorlarda.

Beləliklə, əgər səpilmə yoxdursa, onda Φ içliyin istənilən kəsiyində sabit kəmiyyətdir. Onda $H = \Phi/(\mu\mu_0 S)$ boşluqda isə $H^* = \Phi/(\mu_0 S)$. Onlar arasındakı əlaqə isə induksiyanın normal komponentinin boşluq sərhəddindən keçən zaman saxlanılmasından və boşluğun eninin kiçik olmasından alınır. Sirkulyasiya haqqında teoremdən istifadə edək:

$$H \cdot l + H^* \cdot \delta = NI$$

Son nəticəni aşağıdakı şəkildə yazmaq əlverişlidir

$$\Phi \cdot \left(\frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{\delta}{\mu_0 S} \right) = NI$$

downloaded from KitabYurdu.org

Bu ifadə isə

$$\Phi \Longrightarrow I; \quad NI \Longrightarrow \mathcal{E}; \quad \mu\mu_0 \Longrightarrow \lambda; \quad l/(\mu\mu_0 S) \Longrightarrow R.$$

çevrilmələri şərti ilə qapalı dövrə üçün Om qanununa tamamilə analojidir. Bu analogiya **maqnit dövrələri metodunun** mahiyyətini təşkil edir.

Beləliklə, böyük μ -yə malik maqnityumşaq materialdan hazırlanmış içlik halında, həmçinin B(H) xəttilyi şərti ilə hesabat üçün Kirxhof qanunlarından istifadə edə bilərik.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 24

Maksvell tənlikləri

1. Elektromaqnit induksiya hadisəsinin Faradey və Maksvell mülahizələrinə görə izahı. Naqil sabit maqnit sahəsində hərəkət etdikdə induksiya cərəyanının yaranmasına Lorens qüvvəsi səbəb olur. Bəs dəyişən maqnit sahəsində yerləşən hərəkətsiz naqildə induksiya cərəyanının yaranmasına səbəb nədir? Maksvellə görə hər bir dəyişən maqnit sahəsi ətraf fəzada elektrik sahəsi yaradır. Bu da naqildə induksiya cərəyanının yaranmasna səbəb olur. Elektromaqnit induksiya qanununun aşağıdakı kimi ifadə edilməsi Maksvellə məxsusdur: **Zamana görə dəyişən hər bir maqnit sahəsi ətraf fəzada elektrik sahəsi yaradır.** Bu sahənin istənilən hərəkətsiz qapalı L konturu boyunca E intensivlik vektorunun sirkulyasiyası aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$\oint_L (\vec{E}d\vec{l}) = -\frac{1}{c}\frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

burada Φ- L konturunu kəsən maqnit selidir.

Elektromaqnit induksiyası hadisəsinin Maksvell və Faradey izahı arasında mühüm fərq vardır. Faradeyə görə elektromaqnit induksiyası elektrik cərəyanının yaranmasından ibarətdir. Onun müşahidəsi üçün qapalı keçiricinin olması zəruridir. Maksvellə görə əksinə elektromaqnit induksiyasının mahiyyəti hər şeydən əvvəl cərəyanın deyil, elektrik sahəsinin həyacanlanmasından ibarətdir. Elektromaqnit induksiyası fəzada hər hansı naqil olmadıqda belə müşahidə oluna bilər. Qapalı naqili dəyişən maqnit sahəsinə daxil etdikdə induksiya cərəyanının yaranması, maqnit sahəsinin dəyişməsi nəticəsində yaranan E elektrik sahəsinin təzahürlərindən biridir. E elektrik sahəsi başqa təsir də göstərə, dielektriki polyarizə edə, kondensatoru deşə, yüklü zərrəcikləri sürətləndirə və ya tormozlaya bilər. O

downloaded from KitabYurdu.org

hətta qapalı olmayan konturda da elektrik cərəyanı yarada bilər.

Induksiya qanununun Maksvell izahı Faradey izahına nəzərən daha ümumidir. O elektrodinamikanın ən mühüm ümumiləşdirilmələri sırasına daxildir.

2. Burulğanlı elektrik sahəsi. Elektrostatikada elektrik sahəsinin mənbəyi sükunətdə olan elektrik yükləridir. Bu cür sahə üçün $\oint(\vec{E}d\vec{l})$ inteqralı istənilən qapalı kontur boyunca sıfıra bərabərdir. Bu səbəbdən elektrostatik sahə qapalı kontur boyunca elektrik cərəyanının aramsız axmasını təmin edə bilməz. Əksinə, maqnit sahəsinin yaratdığı zamana görə dəyişən elektrik sahəsi potensiallı olmayıb burulğanlı sahədir. Bu cür sahənin rotoru və onun sirkulyasiyası ümumiyyətlə sıfırdan fərqlidir. Buna görə də burulğanlı sahə qapalı kontur boyunca elektrik cərəyanın arasıkəsilməz axımını təmin edə bilir. Bu axın induksiya cərəyanı şəklində müşahidə edilir.

3. Differensial və inteqral formada Maksvell tənlikləri. Faradey ideyalarına əsaslanaraq, elektrostatikanın və elektromaqnitizmin qanunlarını (elektrostatik sahə üçün $\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \sum_{i=1}^{n} q_i = Q$ və maqnit sahəsi üçün $\oint_S \vec{B}d\vec{S} = 0$ Qauss Ostroqradski teoremini; tam cərəyan qanununu $\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \sum_{k=1}^{n} I_k = I_{tam}$; elektromaqnit induksiyası qanununu $\varepsilon = -d\Phi/dt$) ümumiləşdirərək Maksvell elektromaqnit sahəsinin bitmiş, mükəmməl nəzəriyyəsini işləyib hazırladı.

Maksvell nəzəriyyəsi klassik fizikanın inkişafına böyük töhfə oldu. O nisbi hərəkətsiz yüklərin elektrostatik sahəsindən tutmuş, işığın elektromaqnit təbiətinə qədər geniş hadisələr dairəsini eyni bir nöqteyi nəzərdən anlamağa imkan verdi.

Bu nəzəriyyənin riyazi ifadəsi rolunu, inteqral və differensial formada yazılması qəbul edilmiş Maksvellin dörd

downloaded from KitabYurdu.org

tənliyi oynayır. Differensial tənliklər, vektor analizinin iki teoremi-Qauss və Stoks teoremlərinin köməyi ilə inteqral tənliklərdən alınır.

Qauss teoremi:

$$\oint_S \vec{A}d\vec{S} = \int_V div\,\vec{A}dV \tag{24.1}$$

$$div\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \tag{24.2}$$

A_z, A_y, A_z – $\vec{A}$ -vektorunun oxlar üzrə proyeksiyası; V-isə S səthi ilə məhdudlaşan həcmdir. Stoks teoremi:

$$\oint_L \vec{A}d\vec{l} = \int_S rot\,\vec{A}d\vec{S} \tag{24.3}$$

burada $rot\,\vec{A}$ - $\vec{A}$ vektorunun rotoru olub, vektor hesab olunur və dekart koordinatlarında aşağıdakı kimi ifadə edilir (S- L konturunun məhdudlaşdırdığı sahədir):

$$rot\,\vec{A} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} \tag{24.4}$$

Inteqral formadakı Maksvell tənlikləri elektromaqnit sahəsində xəyalən çəkilmiş, hərəkətsiz qapalı kontur və səthlər üçün doğrudur.

Differensial formadakı Maksvell tənlikləri bu sahənin hər bir nöqtəsində elektromaqnit sahəsi xarakteristikalarının həmçinin, yüklər və cərəyanlar sıxlığının öz aralarında necə əlaqədar olduğunu göstərir.

4. Maksvellin birinci tənliyi. Bu $\varepsilon = -d\Phi / dt$ elektromaqnit induksiyası qanununun ümumiləşməsi hesab olunur və inteqral formada aşağıdakı kimi yazılır:

$$\oint_L \vec{E}d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \tag{24.5}$$

downloaded from KitabYurdu.org

və təsdiq edir ki, dəyişən $\vec{B}$ maqnit sahəsi burulğanlı $\vec{E}$ elektrik sahəsi ilə qırılmaz şəkildə bağlıdır və onda keçiricinin olub olmamasından asılı deyil. (24.3) ifadəsindən alınır ki,

$$\oint_L \vec{E}d\vec{l} = \int_S rot\vec{E}d\vec{S} \tag{24.6}$$

(24.5) və (24.6) ifadələrinin müqayisəsindən alarıq

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{24.7}$$

Bu differensial formada Maksvellin birnci tənliyidir.

5. Maksvellin ikinci tənliyi. Maksvell tam cərəyan qanununu $\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \sum_{k=1}^{n} I_k = I_{tam}$ ümumiləşdirərək fərz edir ki, dəyişən elektrik sahəsi də elektrik cərəyanı kimi maqnit sahəsinin mənbəyidir. Dəyişən elektrik sahəsinin "maqnit təsiri"ni kəmiyyətcə xarakteristikası üçün yerdəyişmə cərəyanı anlayışı daxil edilir.

Qauss-Ostroqradski teoreminə görə qapalı səthdən keçən elektrik yerdəyişmə seli

$$\oint_S \vec{D}d\vec{S} = \sum_{i=1}^{n} q_i = q$$

Bu ifadəni zamana görə differensiallasaq, hərəkətsiz və deformasiya olunmayan S səthi üçün alarıq

$$\frac{dq}{dt} = \oint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} \tag{24.8}$$

Bu ifadənin sol tərəfi cərəyan vahidinə malikdir və məlum olduğu kimi cərəyan sıxlığı vektoru ilə aşağıdakı kimi ifadə edilir

$$I = \int_S \vec{j}d\vec{S} \tag{24.9}$$

(24.8) və (24.9) ifadələrinin müqayisəsindən görürük ki, $\partial \vec{D} / dt$ cərəyan sıxlığı ölçüsünə malikdir: A/m^2. Maksvell

downloaded from KitabYurdu.org

$\partial \vec{D} / dt$ -ni yerdəyişmə cərəyanı sıxlığı adlandırmağı təklif etmişdir:

$$\vec{J}_{yerdeyisme} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{24.10}$$

Yerdəyişmə cərəyanı isə

$$I_{yerdeyisme} = \int_S \vec{J}_{yerdeyisme} d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} \tag{24.11}$$

Yerdəyişmə cərəyanı, yükün daşınması ilə əlaqədar həqiqi cərəyana (keçiricilik cərəyanı) xas olan bütün fiziki xassələrdən yalnız birinə, maqnit sahəsi yaratmaq qabiliyyətinə malikdir. Yerdəyişmə cərəyanının vakuumda və ya dielektrikdə axması zamanı istilik ayrılmır. Yerdəyişmə cərəyanına misal olaraq kondensatordan axan dəyişən cərəyanı göstərə bilərik. Yerdəyişmə cərəyanı dəyişən cərəyanın axdığı naqilin daxilində də mövcuddur. Lakin naqil daxilində onun qiyməti keçiricilik cərəyanı ilə müqayisədə nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir. Ümumi halda keçiricilik və yerdəyişmə cərəyanları fəzada ayrılmırlar. Beləliklə, keçiricilik və yerdəyişmə cərəyanlarının cəminə bərabər tam cərəyandan danışmaq olar:

$$I_{tam} = I_{keciricilik} + I_{yerdeyisme} \tag{24.12}$$

Bunu nəzərə alaraq Maksvell tam cərəyan qanununu ümumiləşdirərək onun sağ tərəfinə yerdəyişmə cərəyanını əlavə etdi

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{tam} = I_{keciricilik} + I_{yerdeyisme} =$$

$$= \int_S \vec{J}_{keciricilik} d\vec{S} + \int_S \vec{J}_{yerdeyisme} d\vec{S} = \int_S (\vec{J}_{keciricilik} + \frac{\partial D}{\partial t}) d\vec{S} \tag{24.13}$$

Beləliklə, Maksvellin ikinci tənliyi inteqral formada aşağıdakı kimidir:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{J}_{keciricilik} + \frac{\partial D}{\partial t}) d\vec{S} \tag{24.14}$$

downloaded from KitabYurdu.org

(24.3)-dən alınır ki,

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \int_S rot\vec{H}d\vec{S} \qquad (24.15)$$

(24.14) və (24.15) ifadələrinin müqayisəsindən alarıq ki,

$$rot\vec{H} = \vec{J}_{keciricilik} + \frac{\partial D}{\partial t} \qquad (24.16)$$

Bu differensial formada Maksvellin ikinci tənliyidir.

6. Maksvellin üçüncü və dördüncü tənliyi. Maksvell elektrostatik sahə üçün Qauss Ostroqradski teoremini ümumiləşdirdi. O fərz etdi ki, bu teorem istənilən, həm stasionar, həm də dəyişən elektrik sahəsi üçün doğrudur. Beləliklə, Maksvellin üçüncü tənliyi inteqral formada bu şəkildədir:

$$\int_S \vec{D}d\vec{S} = q \quad (24.17) \qquad \text{və ya} \qquad \int_S \vec{D}d\vec{S} = \int_V \rho\, dV \qquad (24.18)$$

burada $\rho = dq/dV$ - sərbəst yüklərin həcmi sıxlığıdır, [ρ]=Kl/m^3 . (24.1)-dən alırıq ki,

$$\int_S \vec{D}d\vec{S} = \int_V div\vec{D}dV \qquad (24.19)$$

(24.18) və (24.19) ifadələrinin müqayisəsindən alırıq ki,

$$div\vec{D} = \rho \qquad (24.20)$$

Maksvellin dördüncü tənliyi inteqral və differensial formada aşağıdakı şəkldədir:

$$\int_S \vec{B}d\vec{S} = 0 \quad (24.21); \qquad div\vec{B} = 0 \qquad (24.22)$$

Differensial formada Maksvell tənliklərinin tam sistemi.

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \; rot\vec{H} = \vec{J}_{keciricilik} + \frac{\partial D}{\partial t}; \; div\vec{D} = \rho; \; div\vec{B} = 0 \; (24.23)$$

Bu tənliklər sisteminə mühitin elektrik və maqnit xassələrini xarakterizə edən tənlikləri də əlavə etmək zəruridir:

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \qquad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \qquad \vec{j} = \gamma\vec{E} \qquad (24.24)$$

downloaded from KitabYurdu.org

Beləliklə, maqnit və elektrik sahələri arasındakı qarşılıqlı əlaqə aşkar edildikdən sonra aydın oldu ki, bu sahələr ayrılıqda, bir birindən asılı olmayaraq mövcud deyillər. Fəzada eyni zamanda elektrik sahəsi yaranmadan dəyişən maqnit sahəsi yaratmaq olmaz.

Qeyd edək ki, müəyyən hesablama sistemində sükunətdə olan elektrik yükü bu hesablama sistemində yalnız elektrostatik sahə yaradacaqdır, lakin o hansı hesablama sisteminə nəzərən hərəkət edirsə orada maqnit sahəsi yaradacaqdır. Bunlar hərəkətsiz maqnitə də aiddir. Həmçinin qeyd edək ki, Maksvell tənlikləri Lorens çevrilmələrinə nəzərən invariantdır: belə ki, K və $K^{/}$ inersial hesablama sistemləri üçün aşağıdakı münasibət doğrudur:

$$\vec{E}'\vec{B}' = \vec{E}\vec{B}, \quad \vec{H}'\vec{D}' = \vec{H}\vec{D} \qquad (24.25)$$

Dediklərimiz əsasında belə nəticəyə gələ bilərik ki, elektrik və maqnit sahəsi, **elektromaqnit sahəsi** adlanan vahid sahənin təzahürüdür.

7. Elektromaqnit sahə enerjisinin sıxlığı. Enerji selinin sıxlığı. Elektromaqnit dalğalarının aşkar edilməsi göstərdi ki, bu dalğalar enerji daşıyır. Dalğanın daşıdığı enerjini göstərmək üçün enerji seli sıxlığı adlanan vektori kəmiyyət daxil edilir. O, ədədi qiymətcə enerjinin daşındığı istiqamətə perpendikulyar vahid səthdən, vahid zamanda daşınan enerji miqdarına bərabərdir. Enerji seli sıxlığı vektorunun istiqaməti enerjinin daşındığı istiqamətlə üst üstə düşür. (Enerji sıxlığını dalğa sürətinə vurmaqla enersi seli sıxlığını almaq olar).

Elektromaqnit sahəsinin enerji sıxlığı w elektrik və maqnit sahələrinin enerji sıxlığından ibarətdir:

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$$

Fəzanın verilmiş nöqtəsində $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları eyni fazada dəyişirlər. Buna görə də onların amplitud qiymətləri üçün olan ifadə, onların ani qiymətləri üçün də doğrudur. Bu da o

downloaded from KitabYurdu.org

deməkdir ki, elektrik və maqnit sahələrinin enerji sıxlığı hər bir zaman anında eynidir: $w_E=w_H$. Buna görə də yaza bilərik ki,

$$w = 2w_E = \varepsilon\varepsilon_0 E^2$$

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$ ifadəsindən istifadə edərək elektromaqnit dalğasının enerji sıxlığı üçün aşağıdakı ifadəni alarıq

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}\,EH \qquad (24.26)$$

Enerji sıxlığını sürətə ($\upsilon = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}$) vursaq enerji seli sıxlığını alarıq

$$S = w\upsilon = EH \qquad (24.27)$$

$\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları qarşılıqlı perpendikulyardır və dalğanın yayılma istiqaməti ilə sağ vint burğu sistemini təşkil edirlər. Buna görə də $[\vec{E}\ \vec{H}]$ vektorunun istiqaməti enerjinin daşınma istiqaməti ilə üst üstə düşür, onun modulu isə *EH* bərabərdir (sinα=1). Beləliklə, enerji seli sıxlığı vektorunu $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının vektorial hasili kimi göstərmək olar

$$\vec{S} = [\vec{E}\ \vec{H}] \qquad (24.28)$$

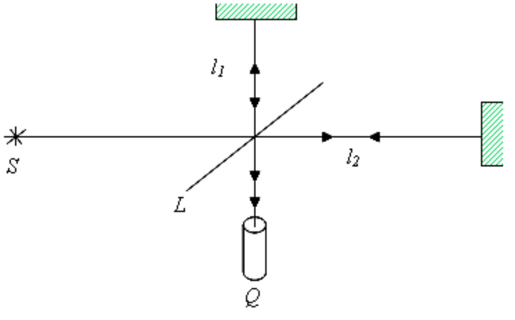
$\vec{S}$ vektoru Poyntinq vektoru adlanır.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 25

Elektrodinamikada nisbilik prinsipi

1.Maykelson təcrübəsi. İşıq sürətinin mənbəyin hərəkətindən asılı olmaması. 1881-ci ildə Maykelson belə bir mülahizə irəli sürdü: işıq sükunətdə olan efir daxilində yayılarsa, Yerin Günəş ətrafında hərəkəti nəticəsində yarana biləcək «efir küləyi» işığın yayılma sürətinə təsir göstərməlidir. Bu təsiri müəyyən etmək məqsədi ilə o, müvafiq təcrübə aparmışdır. Maykelson interferometri adı ilə məşhur olan cihazla aparılan həmin təcrübənin mahiyyəti belədir. S işıq mənbəindən çıxan işıq şüası yarımşəffaf lövhə üzərinə düşərək qismən qayıdır, qismən sınır. Alınan iki şüa qarşılıqlı perpendikulyar qoyulmuş iki müstəvi güzgü üzərinə göndərilir (şəkil 25.1).



Şəkil 25.1

Həmin güzgülərdən əks olunan koherent şüalar yarımşəffaf lövhə vasitəsilə Q qəbuledicisinə yönəldilir. Eyni istiqamətdə yayılan bu iki koherent şüalar, lazımi şərtlər ödəndikdə, müvafiq interferensiya mənzərəsi yaradır. Cihaz elə yerləşdirilir ki l_2 qolu (yarımşəffaf lövhədən müvafiq güzgülərə

downloaded from KitabYurdu.org

qədər məsafə qol adlanır) Yerin orbit üzrə hərəkət sürəti istiqamətində (bu istiqaməti astronomik üsulla müəyyən etmək olar), l_1 qolu isə həmin istiqamətə perpendikulyar yönəlsin. Bu halda güzgülərdən qayıdan koherent şüalar görüşərək müəyyən interferensiya mənzərəsi yaradır. Müvafiq hesablamaların göstərdiyi kimi, alınan interferensiya mənzərəsi interferometr qollarının uzunluğu və cihazın efirə nəzərən hərəkət sürəti ilə müəyyən olunur. Deməli, alınan interferensiya mənzərəsinə görə «efir küləyi»nin sürətini tapmaqla, onun işıq sürətinə təsirini müəyyən etmək olar.

İnterferensiya mənzərəsinin özünə deyil, onun sürüşməsinə əsaslanaraq «efir küləyini» aşkar etmək nisbətən asan və daha əlverişlidir. Maykelson, bunu nəzərə alaraq istifadə etdiyi cahazı bütövlükdə 90^0 fırlatmaqla interferometr qollarının öz yerlərini qarşılıqlı olaraq dəyişməsinə nail olmaqla gözlənilən interferensiya mənzərəsinin sürüşməsini müşahidə etmişdir. Doğrudan da, fırlatma yolu ilə interferometrin qollarının yerlərini dəyişmə zamanı əlavə yollar fərqi yarandığından interferensiya mənzərəsi bütövlüklə müəyyən qədər sürüşməlidir. Həmin sürüşməni ölçməklə «efir küləyi»nin sürətini tapmaq olar.

Maykelson, təcrübəni təsvir etdiyimiz tərzdə apararaq interferometri 90^0 fırlatdıqda interferensiya mənzərəsinin əsla sürüşmədiyini müşahidə etmişdir.

Daha sonralar lazer şüaları vasitəsilə aparılan daha dəqiq təcrübələr də fırlanma nəticəsində interferensiya mənzərəsinin sürüşmədiyini təsdiq etmişdir. Aparılan bütün təcrübələrdə məqsəd interferensiya mənzərəsinin gözlənilən sürüşməsini təyin etmək olduğundan, sürüşmənin müşahidə olunmaması **mənfi nəticə** adlandırılmışdır. Əlbəttə, bu tarixi simvolik adı hərfi mənada başa düşmək düzgün olmaz. Mənfi nəticə dedikdə, interferensiya mənzərəsinin gözlənilən sürüşməsinin baş vermədiyini, yəni, belə sürüşmənin olmadığını başa düşmək lazımdır.

downloaded from KitabYurdu.org

Təsvir olunan Maykelson təcrübəsindən alınan nəticə-interferensiya mənzərəsinin sürüşməməsi «efir küləyi»nin yoxluğu fikrinə gətirdi. Lakin «efir küləyi»in yoxluğu heç də efirin yoxluğu demək deyildir. Bəlkə Yer orbit üzrə hərəkət edərkən efiri özü ilə aparır və bu səbəbdən «külək» yaranmır? Bəzi təcrübələrə (Fizo) görə efir qismən aparılır, bəzi təcrübələrə (işığın aberrasiyası) görə isə efir sükunətdə qalır. Bu cür bir birinə zidd təcrübələrin müqayisəsi göstərdi ki, efir adlanan mühit yoxdur.

Bir daha qeyd edək ki, bu nəticə - efirin yoxluğu nəticəsi - bilavasitə Maykelson təcrübəsinin nəticəsi deyildir. Lakin efirin mövcud olub olmamasından asılı olmayaraq Maykelson təcrübəsindən digər mühüm nəticə alınır: **işığın yayılma sürəti bütün istiqamətlərdə eynidir.** Həmin nəticə aşağıdakı çox sadə mülahizədən alınır: Yer qapalı əyri üzrə Günəş ətrafında fırlanır. Bu əyrinin ayrı ayrı kiçik hissələrində Yeri ətalət hesabat sistemi kimi qəbul etmək olar. Belə hissələrin birindən digərinə keçmək bir ətalət hesabat sistemindən digərinə keçmək deməkdir. Təcrübələrin illər boyu, müxtəlif zamanlarda (yerin orbit üzrə hərəkət trayektoriyasının müxtəlif hissələrində) aparılması nəticəsində işıq sürəti üçün eyni bir qiymət alındığından, **bir ətalət hesabat sistemindən digərinə keçdikdə işıq sürətinin yayılma istiqamətindən asılı olmaması** nəticəsinə gəlirik**.**

2. Lorens çevrilmələrinə görə Maksvell tənliklərinin invariantlığı. 1904-cü ildə Lorens göstərdi ki, əgər qəbul etsək ki, sahənin intensivliyi də uyğun şəkildə çevrilir, hazırda Lorens çevrilmələri adlandırdığımız koordinat çevrilmələrinə nəzərən Maksvell tənlikləri invariantdır. Fərz edərək ki, bütün maddələr elektromaqnit təbiətlidir və buna görə də onlar üçün Maksvell tənlikləri doğrudur, Lorens uzunluğun qısalması qanununu ala bildi. Sonra Puankare göstərdi ki, yüklərin və cərəyanların uyğun çevrilmələri zamanı elektrodinamikanın bütün tənlikləri Lorens çevrilmələrinə nəzərən invariantdır.

downloaded from KitabYurdu.org

1905-ci ildə Eynşteyn özünün xüsusi nisbilik nəzəriyyəsini verdi ki, Lorens və Puankarenin aldığı nəticələr buradan xüsusi hal kimi alınır. Eynşteynin verdiyi hipotez Maykelson təcrübəsi ilə uzlaşırdı.

3. Elektromaqnit sahəsinin elektrik və maqnit sahələrinə bölünməsinin nisbiliyi. Maksvellin ideyasına görə dəyişən maqnit sahəsi həmişə elektrik sahəsi yaradır, dəyişən elektrik sahəsi də öz növbəsində həmişə maqnit sahəsinin yaranması ilə əlaqədardır. Beləliklə, elektrik və maqnit sahələri bir birindən ayrılmazdır və vahid bir elektromaqnit sahəsini əmələ gətirirlər.

Maykelsonun fundamental təcrübəsinin və digər təcrübi faktların nəticələrinin təhlili Eynşteyni belə qənaətə gətirdi ki, Qalileyin mexaniki hadisələr üçün müəyyən etdiyi nisbilik prinsipi bütün digər fiziki hadısələrə də aid edilməlidir. Eynşteynin ifadə etdiyi nisbilik prinsipinə görə **bütün fiziki hadisələrin, o cümlədən elektromaqnit hadisələrinin qanunları bütün ətalət hesablama sistemlərində eyni şəklə malikdir.**

Nisbilik prinsipindən belə nəticə alınır ki, elektrik və maqnit sahələrinə ayrılıqda baxılması yalnız nisbi məna daşıyır. Həqiqətən də, elektrik sahəsini hərəkətsiz yüklər sistemi yaradır. Lakin, əgər yüklər bir ətalət hesablama sisteminə nəzərən sükunətdədirlərsə digər inersial sistemdə bu yüklər hərəkət edir və beləliklə, nəinki elektrik sahəsi həm də maqnit sahəsi yaradırlar (hərəkət edən yük cərəyana ekvivalentdir). Hərəkətsiz sabit cərəyanlı naqil fəzanın hər bir nöqtəsində sabit maqnit sahəsi yaradır. Lakin digər inersial hesablama sistemlərinə nəzərən bu naqil hərəkət edir və onun x, y, z koordinatlı istənilən nöqtədə yaratdığı maqnit sahəsi dəyişəcəkdir və beləliklə burulğanlı elektrik sahəsi əmələ gələcəkdir. Beləliklə, müəyyən ətalət hesablama sisteminə nəzərən “sırf” elektrik və ya “sırf” maqnit sahəsi digər inersial

downloaded from KitabYurdu.org

hesablama sisteminə nəzərən elektrik və maqnit sahələrinin məcmusundan ibarət olacaqdır.

4. Doppler effekti. İşığın aberrasiyası. Əgər sükunətdə olan koordinat sistemində müəyyən tezlikli monoxromatik dalğa müəyyən istiqamətdə yayılırsa, onda həmin dalğa hərəkət edən koordinat sistemində fərqli tezliklə, fərqli istiqamətdə yayılacaqdır. Bir hesablama sistemindən digərinə keçdikdə dalğanın tezliyinin dəyişməsi **Doppler effekti**, istiqamətinin dəyişməsi isə **işığın aberrasiyası** adlanır.

Dopler müəyyən etmişdir ki, mənbə və ya qəbuledicinin bir birinə nəzərən hərəkəti zamanı qəbuledicinin qəbul etdiyi tezlik mənbəyin şüalandırdığı dalğanın tezliyindən fərqlidir. Bu hadisə onu müəyyənləşdirmiş alimin şərəfinə Dopler hadisəsi (effekti) adlanır. Dopler effekti mənbə və qəbuledicinin hər cür hərəkəti zamanı deyil, yalnız mənbə və qəbuledicinin bir birinə nəzərən nisbi hərəkəti zamanı müşahidə olunur.

5. İşığın aberrasiyası. (Bredli, 1725-ci il). Bredli Yerin orbit müstəvisinin (ekliptikanının) qütbündə yerləşmiş tərpənməz ulduzu müşahidə edərkən, onun bir il ərzində ellips cızdığını görmüşdür. Tərpənməz ulduzun bu hərəkəti (görünən hərəkəti) o vaxt qəribə görünürdü. Bredli **işığın aberrasiyası** adlanan bu hadisəni izah etmək yolunda çətinliyə rast gəldi.

Bir dəfə Bredli başqa səyahətçilərlə birlikdə Temza çayı boyunca gəzintiyə çıxıbmış. Hər gəzinti zamanı qayıq çay boyunca dəfələrlə gah aşağı, gah da yuxarı hərəkət edirdi. Bredli qayıq üzərindəki yelkənə nəzər saldıqda görmüşdür ki, hər dəfə qayıq geriyə dönəndə yelkən elə yellənir ki, sanki bu anda küləyin istiqaməti dəyişir. O, matroslara müraciət edərək bu qəribə hadisənin səbəbini soruşmuşdur. Matroslar izah etmişlər ki, qayıq dönərkən küləyin istiqaməti dəyişmir. Yelkənin bu sayaq yellənməsinin səbəbi küləyin istiqamətinin deyil, qayığın hərəkət istiqamətinin dəyişməsi ilə əlaqədardır. Bredli, matrosların izahına qulaq asdıqdan sonra ulduzun il ərzində ellips üzrə görünən hərəkətini işığın sonlu sürətlə

downloaded from KitabYurdu.org

yayılması və Yerin Günəş ətrafında fırlanması ilə əlaqələndirdi. O, qayığın dövri hərəkətini Yerin orbit üzrə hərəkəti, müəyyən bir istiqamətdə əsən küləyi isə işığın yayılması ilə əvəz etdi.

downloaded from KitabYurdu.org

MÜHAZIRƏ 26

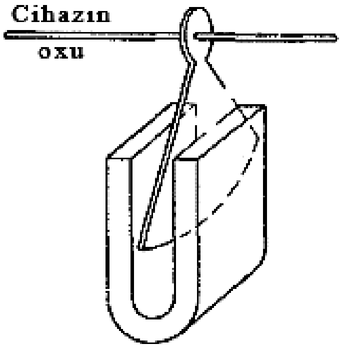
Kvazistasionar elektromaqnit sahəsi

1. Yerdəyişmə cərəyanının kiçik olması şərti. Fuko cərəyanları. Əvvəlki mühazirələrimizdə qeyd etdik ki, elektrik sahəsinin dəyişdiyi bütün hallarda yerdəyişmə cərəyanı yaranır. Deməli yerdəyişmə cərəyanı dəyişən cərəyanın axdığı naqilin özündə də mövcuddur. Lakin naqildə onun qiyməti keçiricilik cərəyanı ilə müqayisədə nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçikdir.

İnduksiya cərəyanı bütöv massiv keçiricidə də yarana bilər. Bu halda onlar **Fuko cərəyanı** və ya burulğanlı cərəyanlar adlanır. Bir halda ki, massiv keçiricinin elektrik müqaviməti çox kiçikdir, onda Fuko cərəyanı çox böyük qiymət ala bilər. Fuko cərəyanı Lens qaydasına tabedir. Naqil daxilində onlar elə yol və istiqamət seçirlər ki, öz təsirləri ilə onları yaradan səbəbə güclü əks təsir göstərə bilsinlər. Buna görə də maqnit sahəsində hərəkət edən yaxşı keçiricilər Fuko cərəyanının maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində güclü tormozlanmaya məruz qalırlar. Bundan qalvanometrlərin, seysmoqrafların və digər cihazların hərəkət edən hissələrini sakitləşdirmək (dempfirləmək) üçün istifadə edirlər. Cihazın hərəkət edən hissəsinə sektor şəklində keçirici (məsələn, alüminium) lövhə bərkidilir və güclü sabit maqnitin qütbləri arasındakı boşluqda yerləşdirilir (şəkil 26.1).

Lövhənin hərəkəti zamanı onda sistemi tormozlayan burulğanlı cərəyanlar əmələ gəlir. Bu cür qurğunun üstünlüyü ondan ibarətdir ki, tormozlanma yalnız lövhənin hərəkəti zamanı yaranır və lövhə hərəkət etmədikdə yoxa çıxır. Buna görə də elektromaqnit sakitləşdirici sistemin tarazlıq vəziyyətinə tam dəqiq qayıtmasına qəti mane olmur.

downloaded from KitabYurdu.org



Şəkil 26.1

Fuko cərəyanının istilik təsirindən induksiya sobalarında istifadə edirlər. Bu cür qızdırıcı soba, böyük şiddətli, yüksək tezliklə qidalanan makaradan ibarətdir. Əgər makaranın daxilinə keçirici cisim yerləşdirsək, onda intensiv burulğanlı cərəyanlar əmələ gəlir ki, bu da cismi əriməyə qədər qızdıra bilər. Bu üsulla metalların vakuumda əriməsi həyata keçirilir ki, bu da yüksək təmizlikli materialların alınmasını həyata keçirməyə imkan verir.

Fuko cərəyanlarının köməyi ilə vakuum qurğularının daxili metallik hissələrini qızdıraraq, onların qazsızlaşdırılması həyata keçirilir.

Bir çox hallarda Fuko cərəyanları arzuolunmazdır və xüsusi üsullarla onun qarşısı alınır. Məsələn, transformatorların içliklərinin burulğanlı cərəyanla qızmasının qarşısını almaq üçün bu içliklər izoləedici qatla ayrılmış nazik lövhələrdən yığılır. Lövhələr elə yerləşdirilir ki, Fuko cərəyanlarının mümkün istiqaməti ona perpendikulyar olsun. Ferritlərin meydana gəlməsi bütöv içliklərin hazırlanmasına imkan verdi.

Dəyişən cərəyan axan naqillərdə yaranan burulğanlı cərəyanlar elə yönəlir ki, naqilin daxilində axın zəifləyir və səthə yaxın cərəyan güclənir. Nəticədə yüksək tezliklə dəyişən cərəyan naqilin en kəsiyi boyunca qeyri bərabər paylanır. Sanki

downloaded from KitabYurdu.org

naqilin səthinə sıxışdırılıb çıxarılır. Bu effekt **skin effekt** və ya **səth effekti** adlanır. Skin effekti nəticəsində yüksək tezlikli dövrələrdə naqilin daxili hissəsi faydasız olur. Buna görə də yüksək tezlikli dövrələrdə boru şəkilli naqillər tətbiq edilir.

2. Xətti naqillərdə kvazistasionar hadisələr. Om qanunu və ondan alınan Kirxhof qanunu sabit cərəyan üçün müəyyən edilmişdir. Lakin, əgər dəyişmə nisbətən sürətlə baş vermirsə, dəyişən cərəyanın və gərginliyin ani qiymətləri üçün də bu qanunlar doğrudur. Elektromaqnit həyəcanlanma *c* işıq sürətinə bərabər olan böyük sürətlə yayılır. Əgər həyəcanlanmanı dövrənin ən uzaq nöqtəsinə qədər ötürmək üçün lazım olan $\tau = \frac{l}{c}$ müddətində cərəyan şiddətinin dəyişməsi əhəmiyyətsizdirsə onda dövrənin bütün en kəsiyində cərəyan şiddətinin qiyməti praktiki olaraq eyni olacaqdır. Bu şərti ödəyən cərəyanlar **kvazistasionar cərəyanlar** adlanır. Periodik dəyişən cərəyanlar üçün kvazistasionarlıq şərti aşağıdakı kimi yazılır:

$$\tau = \frac{l}{c} \prec\prec T$$

burada –T dəyişmənin periodudur.

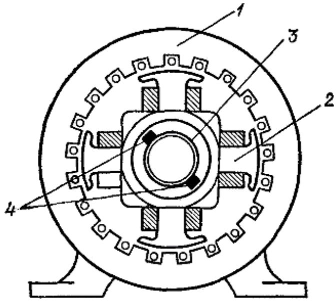
Dövrənin ölçüsü 3 m olduqda $\tau = 10^{-8}\, san$ olur. Beləkilə, periodu 10^{-6} san-ə qədər (uyğu olaraq 10^{6} Hs tezlikli) olan cərəyanları bu cür dövrədə kvazistasionar hesab etmək olar. Sənaye tezlikli cərəyan ($\nu = 50\, Hs$) ~100 km-ə qədər uzunluqlu dövrədə kvazistasionardır.

Kvazistasionar cərəyanların ani qiyməti üçün Om qanunu və beləliklə Kirxhof qaydası ödənilir.

3. Dəyişən cərəyan generatoru. Müasir texnikada tətbiq edilən elektrik maşınlarından biri də elektromaqnit induksiyası prosesində EHQ yaradan elektrik cərəyanının induksiya generatorudur (və ya sadəcə elektrik generatoru). Əvvəlki dərslərimizdə biz induksiya generatorunun ən sadə modelinə baxmışdıq və orada gördük ki, maqnit sahəsində fırlanan

downloaded from KitabYurdu.org

dolaqda yaranan EHQ-si dəyişəndir. Buna görə də induksiya generatorundan alınan cərəyan da dəyişən cərəyandır (əgər xüsusi qurğular tətbiq etməklə düzləndirilməyibsə, yəni sabit cərəyana çevrilməyibsə). Müasir cərəyan generatorları, işin nizamlanması və ona nəzarət, qəzadan qorunma, cərəyanın işlədicilər arasında paylanması və s. üçün xidmət edən əlavə qurğularla birgə mürəkkəb texniki avadanlıq olsa belə, onun əsas prinsipial hissələri bunlardır: a) *induktor* - maqnit sahəsi yaradan maqnit və ya elektromaqnit; b) *lövbər* - maqnit selinin dəyişməsi zamanı induksiya EHQ-nin yarandığı dolaq; v) *kontakt halqaları* və onlar üzərində sürüşən kontakt lövhələri (*fırçaları*) ki, bunlar vasitəsi ilə generatorun fırlanan hissəsindən cərəyan götürülür və ya cərəyan verilir. Fırlanan hissə *rotor*, hərəkətsiz hissə *stator* adlanır (şəkil 26.2). İnduktor fırlana, lövbər hərəkətsiz qala və ya tərsinə lövbər fırlana induktor stator ola bilər. Yəni həm rotor, həm də stator induktor və ya lövbər rolunu oynaya bilərlər.



Şəkil 26.2. Generatorun quruluşunun sxemi: 1-hərəkətsiz lövbər, 2-fırlanan induktor, 3- kontakt halqaları, 4- onlar üzərində sürüşən fırçalar.

Hər iki halda rotor onun fırlanması zamanı müntəzəm kontaktı təmin etmək üçün kontakt halqaları və fırçalarla təmin edilməlidir. Aydın məsələdir ki, bu cür sürüşən kontaktlardan induktoru maqnitləndirmək üçün lazım olan nisbətən zəif cərəyanın keçməsi daha əlverişlidir. Böyük generatorların

downloaded from KitabYurdu.org

lövbərlərində generasiya edən və böyük qiymətə çatan cərəyanı isə kontaktların sürüşməsini tələb etməyən hərəkətsiz dolaqdan götürmək daha əlverişlidir.

Böyük maqnit seli əldə etmək üçün lövbərlər dəmir içliklərlə təmin edilir.

Əgər induktorda bir cüt maqnit qütbü olarsa onda dəyişən cərəyanın periodu rotorun bir tam dövrünə sərf etdiyi zamana bərabər olar. Onda 50 Hs tezlikli cərəyan almaq üçün rotor saniyədə 50 dövr etməklə və ya dəqiqədə 3000 dövr etməklə fırlanmalıdır ki, bu da texniki cəhətdən çox çətindir. Buna görə də qütblərin sayını artırmaq lazım gəlir (bu zaman cərəyanın periodu rotorun bir cüt qütbünün tutduğu dairə hissəsinin dönməsi üçün lazım olan vaxta bərabərdir). Məsələn, 6 cüt qütb olduqda rotor dəqiqədə 500 dövr etdikdə 50 Hs tezlikli dəyişən cərəyan almaq olar.

4. Dəyişən cərəyan dövrələri. Əgər cərəyanm qiyməti hər an, istiqaməti isə hər yarım periodda bir dəfə dəyişərsə belə cərəyana dəyişən cərəyan deyilir.

Fərz edək ki, dəyişən cərəyan dövrəsində xarici periodik gərginlik

$$U = U_m \cos \omega t \tag{26.1}$$

harmonik qanunla və uyğun olaraq cərəyan şiddəti də

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi) \tag{26.2}$$

qanunu ilə dəyişir. Cərəyanm amplitudu I_m

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} \tag{26.3}$$

burada

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} \tag{26.4}$$

dövrənin tam müqavimətidir.Onda,

downloaded from KitabYurdu.org

$$I_m = \frac{U_m}{Z} \qquad (26.5)$$

Bu düstur dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanununu ifadə edir: **dəyişən cərəyan şiddətinin amplitudu gərginliyin amplitudu ilə düz, dövrənin tam müqaviməti ilə tərs mütənasibdir**.

Cərəyanla gərginlik arasındakı faza fərqi φ aşağıdakı münasibətdən tapılır

$$tg\,\varphi = \frac{\omega L - \dfrac{1}{\omega C}}{R}$$

Dövrədə yalnız R **aktiv müqaviməti** olarsa Om qanununa görə yaza bilərik

$$IR = U_m \cos\omega t \quad \text{və} \quad I_m = \frac{U_m}{R} \qquad (26.6)$$

Əgər *R=0* qəbul etsək və $C = \infty$ olarsa

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L}$$

$$tg\varphi = \infty \; (\varphi = \frac{\pi}{2}) \qquad (26.7)$$

alarıq.

$$X_L = \omega L \qquad (26.8)$$

induktiv müqavimət adlanır. Əgər L - Hn, $\omega - \frac{rad}{san}$ ilə ölçülərsə X_L – Om-la ifadə edilər.

Əgər R və L sıfra bərabər olarsa

$$I_m = \frac{U_m}{\dfrac{1}{\omega C}}; \; tg\,\varphi = -\infty \; (\varphi = -\frac{\pi}{2}) \qquad (26.9)$$

alarıq.

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \qquad (26.10)$$

downloaded from KitabYurdu.org

tutum müqaviməti adlanır. C-ni faradla, $\omega - \frac{rad}{san}$ ilə ifadə etsək, X_C - Om-la ifadə olunar. (8)-dən görünür ki, induktivlik sabit cərəyana ($\omega = 0$) müqavimət göstərmir (X_L=0). (10)-dən isə görünür ki, sabit cərəyan ($\omega = 0$) kondensatordan keçmir ($X_C = \infty$).

Qeyd edək ki, dəyişən cərəyan dövrəsi üçün aldığımız Om qanunu cərəyan şiddəti və gərginliyin effektiv qiymətləri üçün də doğrudur:

$$I_{eff} = \frac{U_{eff}}{Z}; \quad I_{eff} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}; \qquad U_{eff} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \qquad (26.11)$$

downloaded from KitabYurdu.org

ƏDƏBIYYAT

1. Qocayev N.M.Ümumi fizika Kursu. 1-cild. Mexanika.Dərs vəsaiti. Bakı 2005.

2. Qocayev N.M.Ümumi fizika Kursu. IIcild. Molekulyar fizika.Universitetlər üçün dərslik. Bakı 2008.

3. Əhmədov F.Ə. Mexanika və molekulyar fizika. Ali məktəb tələbələri üçün dərs vəsaiti. Bakı. 2006

4.Mehrabov A.O., Quliyeva G.Ə., Babayev Z.M. Ümumi fizika kursu. Texnuki ali məktəblərin tələbələri üçün dərs vəsaiti. Bakı 2000.

5.Кингсен А.С., Локшин Г.Р., Олхов О.А. Основы физики. Курс общей физики. Учебн. В 2 т. Т.1 механика, электричество и магнетизм, колебания и волны, волновая оптика/ Под ред.А.С.Кингсена.М.:ФИЗМАТЛИТ, 2001

6. Курс общей физики. Электродинамика: Краткий курс лекции/ Ю.В. Бобылев, В.А.Панин, Р.В.Романов.-Тула. 2007-107 с.

7. Беланов А.С. Физика Часть 1- 4. методические пособие. Москва, 2004.

8. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности: Учеб.для студентов вузов-3-е изд.Издательский дом «ОНИКС 21 век».2003.

9. Сивухин Д.В. Общей курс физики. Учебное пособие:Для вузов. В 5 т. Т.1. Механика-4-е изд. Изд-во МФТИ, 2005.

10. Сивухин Д.В. Общей курс физики. Учебное пособие:Для вузов. В 5 т. Т.3. Электричество-4-е изд. Изд-во МФТИ, 2005.

11.Дмитриева В.Ф., Прокофьева В.Л. Основы физики: Учеб.пособие для студентов вузов.-2-е изд., испр.и дополн.-М.:Высш.шк.,2001.

downloaded from KitabYurdu.org

Т.М. Панахов, В.И.Ахмедов

Общий курс физики

ФИЗИКА – 1

КРАТКИЙ КУРС ЛЕКЦИИ

Баку – 2013

Yığılmağa verilmişdir 25.01.2013
Çapa imzalanmışdır 18.04.2013
Kağız formatı 60x84 1/16
Fiziki çap vərəqi 19
Tiraj – 250 ədəd.

9 №-li kiçik müəssisəsinin mətbəəsində çap olunmuşdur.
Ünvan: Bakı şəh., 9-cu m/r, A.Məmmədov küç. 83
Tel.: (012) 430 22 00

downloaded from KitabYurdu.org